www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

4e JAARGANG NUMMER 2 FEBRUARI 1939

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

VUURTORENLAMPEN

door TH. J. J. A. MANDERS en L. J. van der MOER. 621.326.7 : 627.92

Er wordt besproken, aan welke voorwaarden een lichtbron moet voldoen, teneinde een goed vuurtorenlicht te kunnen leveren, als hij wordt geplaatst in een normaal vuurtorenoptiek. Lichtverdeelingskrommen van eenige speciaal voor gebruik in vuurtorens ontwikkelde gloeilampen worden gegeven. De met verschillende soorten gloeilampen, geplaatst in een vuurtorenoptiek, verkregen effectieve lichtsterkte en optische dracht worden nader besproken.

Inleiding

In den loop der tijden heeft zich uit de houtvuren, die men vroeger ontstak om den zeeman ook in het donker zijn weg te doen vinden, een bebakening der zeewegen met een net van vuurtorens ontwikkeld. Nadat in de vorige eeuw deze vuurtorens met petroleumbranders en verschillende soorten gasgloeilicht hebben gewerkt, ging men er in de laatste tientallen jaren geleidelijk toe over, electrische gloeilampen voor dit doel te gebruiken. De constructie dezer vuurtorenlampen kon door het voortschrijden der techniek steeds verder worden verbeterd, zoodat één der nieuwste uitvoeringsvormen een dubbel-gespiraliseerde gloeidraad voor 4,2 kW bevat.

Behalve de lichtbron vraagt bij een vuurtorenlicht ook het optiek, dit is het samenstel van lenzen, prisma's en eventueel spiegels, dat voor een goede bundelvorming moet zorgdragen, de aandacht. In dit artikel zal eerst dit optiek worden besproken, teneinde te kunnen aantoonen, aan welke voorwaarden de lichtbron moet voldoen om tezamen met de gebruikelijke vuurtorenoptieken een goed vuurtorenlicht te kunnen leveren.

Vorming van de lichtbundels

Men kent twee soorten vuurtorenlichten, nl. vaste lichten en draaiende lichten. Bij een vast licht zendt de vuurtoren zijn licht uit gelijkmatig verdeeld over alle richtingen gelegen in een horizontale schijf, zoodat de geheele horizon hierdoor steeds gelijkmatig wordt verlicht. Als alle vuurtorens met een dergelijk vast licht waren uitgerust, zou men hen moeilijk van elkaar kunnen onderscheiden. Door de groote vuurtorens slechts eenige, weinig spreidende lichtbundels te laten uitzenden, terwijl men dan het geheele optiek langzaam eenparig laat rondwentelen, bereikt men, dat op ieder willekeurig punt van de horizon met regelmatige tusschenpoozen lichtflitsen worden waargenomen. Door de duur der verschillende opeenvolgende donkere intervallen voor iedere vuurtoren verschillend te maken, geeft men ieder vuurtorenlicht zijn eigen karakter. Bovendien krijgt men door concentratie van het licht in enkele smalle bundels een veel grootere optische dracht van de vuurtoren.

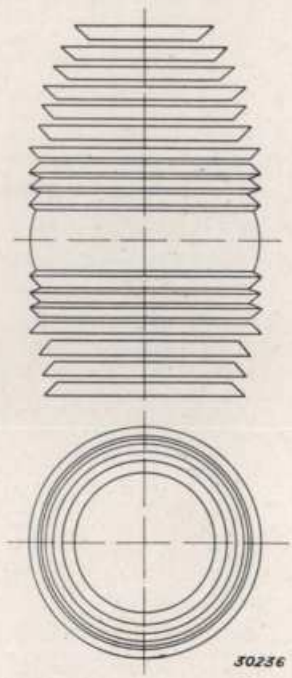


Fig. 1. Tonvormig optiek voor een vast licht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Voor het vormen van de lichtbundels, die een vuurtoren uitstraalt, maakt men gebruik van lenzen en prisma's, die op speciale wijze gecombineerd zijn tot een vuurtorenoptiek. Voor een vast licht heeft men een optiek noodig, dat rotatiesymmetrisch is rondom de vertikale as (zie het in *fig. 1* afgebeelde tonvormige optiek). In *fig. 2* is hiervan de

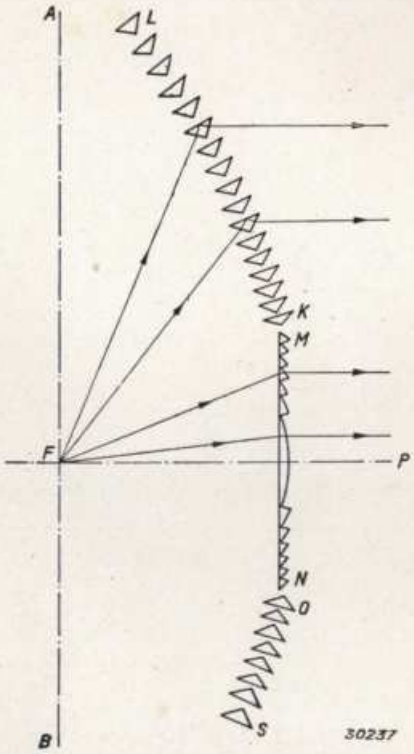


Fig. 2. Doorsnede van een vuurtorenoptiek. *F* is het brandpunt, *MN* een traplens. *KL* en *OS* zijn prismatische ringen. *AB* is de verticaal door het brandpunt.

hoofddoorsnede geteekend. De cylindrische traplens (*MN*), waarvan de verticale lijn *AB* gaande door het brandpunt *F* de symmetrie-as is, bestaat uit een middenstuk, waartegen naar boven en naar beneden trapsgewijze nog eenige ringvormige lensstukken aansluiten; alle stralen, die vanuit het brandpunt door deze lens gaan, worden daarin zoodanig gebroken, dat zij in horizontale richting uit het optiek treden. Verder wordt deze lens (*MN*) nog geflankeerd naar boven (*KL*) en naar beneden (*OS*) door een aantal prismatische ringen met *AB* als as, waarin de lichtstralen op het achtervlak totaal worden teruggekaatst en die op een zoodanige wijze zijn opgesteld, dat de lichtstralen afkomstig uit het brandpunt *F* in horizontale richting het optiek verlaten.

Een draaiend optiek bestaat uit eenige optiek-paneelen, waarvan elk voor de vorming van één der lichtbundels zorgdraagt. Een dergelijk optiek-paneel kan men verkrijgen door de doorsnede van fig. 2 om *FP* als as te laten wentelen. Dan ontstaat het in *fig. 3* weergegeven optiek-paneel, dat is samengesteld uit een traplens volgens Fresnel, die omgeven is door een aantal prismatische ringen met *FP* als as. De verschillende gedeelten van het optiek-paneel zijn zoodanig opgesteld, dat alle van het brandpunt afkomstige stralen het optiek evenwijdig aan de as *FP* verlaten. Groepeert men een paar van dergelijke paneelen met samenvallend brandpunt *F* goed bij elkaar aansluitend rondom de gezamenlijke draaiïngsas *AB*, dan bereikt men, dat het door de lichtbron in alle richtingen uitgezonden licht in hoofdzaak nuttig wordt gebruikt in de door de vuurtoren uitgestraalde lichtbundels, terwijl slechts een klein gedeelte ervan verloren gaat.

De lichtbundel, die een dergelijk optiek-paneel vormt, is samengesteld uit twee verschillende gedeelten, nl.:

1) het door de lens gevormde gedeelte, en
2) het door de prismatische ringen geleverde gedeelte.

De vorm en plaats van de lichtbron hebben op deze beide gedeelten een geheel verschillende invloed. Kijkt men naar de lichtbron door een klein gaatje in een vlak voor het paneel geplaatst scherm, zoodat slechts een klein stukje van het oppervlak van het optiek tot de bundelvorming bijdraagt, dan ziet men door ieder vlakte-elementje van de traplens heen de lichtbron duidelijk herkenbaar rechtop staan. De beelden, die men door de verschillende vlakte-elementjes van de lens heen ziet,

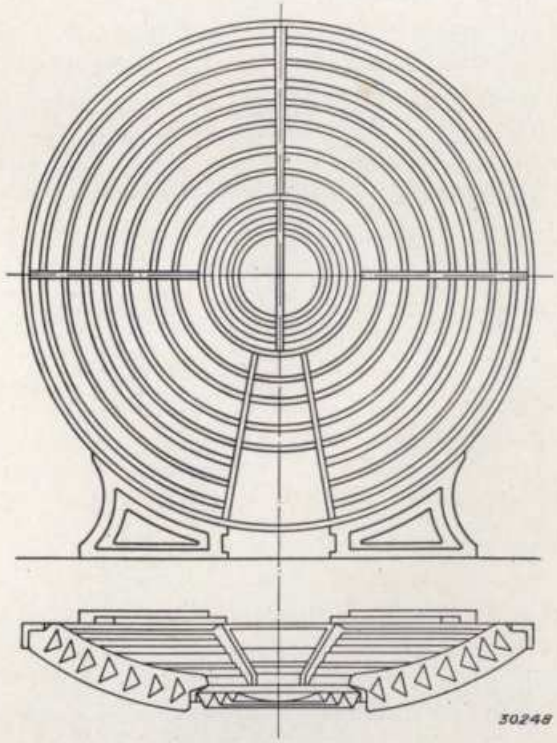


Fig. 3. Een optiek-paneel, dat ontstaat door de doorsnede van fig. 2 om *FP* als as te laten wentelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

verschillen slechts weinig van elkaar. Kijkt men echter naar een vlakte-elementje van één der prismatische ringen, dan hangt, hetgeen men van de lichtbron ziet, sterk af van de plaats van dit vlakte-elementje. Dragen slechts vlakte-elementjes in de buurt van de horizontale middellijn van het paneel bij tot de vorming van de bundel, dat ziet men de lichtbron gewoon rechtop staan, vlakte-elementjes in de buurt van de verticale middellijn leveren een omgekeerd beeld, terwijl men bijv. door vlakte-elementjes gelegen op de onder 45° staande middellijnen van het paneel de lichtbron op één van zijn zijkanten ziet liggen, dus over 90° gedraaid.

Daar de vlakte-elementjes van de prismatische ringen zoo ver buiten de hoofdas liggen, ziet men bovendien daar doorheen naar de lichtbron in een richting, die een vrij groote hoek maakt met de hoofdas. Tot de totale door de prismatische ringen gevormde lichtbundel, worden dan ook bijdragen geleverd door zeer verschillende projectiefiguren van de lichtbron. Hoewel de lichtbron niet een ononderbroken oppervlakje van gelijkmatige helderheid is, verandert over de kern van een loodrechte doorsnede van de in totaal door het optiek uitgezonden lichtbundel de lichtsterkte niet zoo aanzienlijk, daar wij te maken hebben met de som der bijdragen van al die verschillende partieele bundeltjes.

Bij vuurtorens noemt men een lichtbundel homogeen, indien de lichtsterktekromme in een vlak door de as van de bundel een trapezium is, zoodat dus over de kern van de bundel de lichtsterkte constant blijft. Het is verder gebruikelijk de openingshoek, waarover de lichtsterkte niet verandert, de spreiding van de bundel te noemen.

Men wenscht, dat de lichtbundels van vuurtorens zoo goed mogelijk homogeen zijn. Het ideaal zou worden bereikt met een bol van constante helderheid als lichtbron, maar bij niet al te ongeschikte vormen van de lichtbron kunnen de boven beschreven vuurtorenoptieken toch vrij goed de homogeniteit van de lichtbundels benaderen. De spreiding van de lichtbundel, die door het geheele paneel wordt uitgestraald, wordt bepaald door de spreiding van de buitenste prismatische ringen en hangt verder ook nog af van de vorm van de lichtbron. Bij het construeeren van een lichtbron voor een vuurtorenlicht dient er dus rekening te worden gehouden met de eischen, welke men aan de homogeniteit en de spreiding van de bundel wil stellen.

Helderheid van de lichtbron

Onderstellen wij, dat de lichtbron zich in het brandpunt bevindt van een lens of eventueel een spiegel, dan is de lichtsterkte van de door dit optische systeem uitgezonden lichtbundel zoowel evenredig met de ruimtelijke openingshoek van dit systeem als met de gemiddelde helderheid [1]) van de lichtbron. Teneinde de lichtsterkte van de bundel te vergrooten, heeft men in den loop der jaren getracht zoowel het oppervlak van de lens als de helderheid der lichtbronnen te vergrooten. Nu men in de laatste jaren de helderheid der lichtbronnen zoo sterk heeft kunnen verhoogen, is het weer mogelijk geworden zonder zeer groote, dus zeer dure, paneelen toch een behoorlijk vuurtorenlicht te verkrijgen.

De helderheid der petroleumbranders met zes pitten bedroeg slechts ongeveer 10 K/cm², die der petroleum-gloeilichtbranders was reeds ongeveer 40 K/cm². Naast deze lichtbronnen worden in vuurtorens ook electrische lichtbogen gebruikt, maar deze hebben toch practische bezwaren, hoewel zij zeer hooge helderheden kunnen bereiken, tot

Fig. 4. Bovenstuk van de door de firma B.B.T. (Barbier, Benard et Turenne) te Parijs vervaardigde vuurtoren van Creach d'Ouessant aan de Westkust van Bretagne.

[1]) Onder gemiddelde helderheid wordt verstaan de lichtsterkte van de lichtbron gemeten in de richting van de as van de bundel, gedeeld door de doorsnede loodrecht op deze richting.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zelfs 10^5 K/cm² bij de hoog-intensiteitsboog. Een zeer belangrijk bezwaar tegen het gebruiken van lichtbogen in vuurtorenoptieken is o.a. het feit, dat de krater van de boog geen vaste plaats op de electrode inneemt, zoodat het centrum van de lichtbron zich niet steeds voldoende nauwkeurig in het brandpunt van het vuurtorenoptiek bevindt, hetgeen de juiste vorming van de lichtbundels ten zeerste verstoort. Nu men tegenwoordig de beschikking heeft over speciaal voor vuurtorenlichten ontwikkelde gloeilampen, die géén doorloopend toezicht behoeven, voelt men het natuurlijk als een groot bezwaar, dat lichtbogen wèl voortdurend gecontroleerd moeten worden. In de door de firma B.B.T. (Barbier, Benard et Turenne) te Parijs vervaardigde vuurtoren voor Creach d'Ouessant aan de Westkust van Bretagne, die op *fig. 4* is afgebeeld, heeft men bijv. toch voor gebruik bij zeer ongunstige weersomstandigheden uiterst lichtsterke booglampen aangebracht, die echter in het bedrijf zoo hooge kosten met zich brengen, dat men ze bij gunstiger atmosferische toestand vervangt door gloeilampen voor 110 V, 3000 W, die beduidend goedkooper zijn in het gebruik.

De watergekoelde super-hooge druk kwiklampen hebben een groote oppervlaktehelderheid (bijv. $3 \cdot 10^4$ K/cm²), welke die van de hoog-intensiteitsboog nabij komt, zonder dat het nadeel hierbij bestaat van een zoo bewegelijk centrum van de lichtbron als de krater van een lichtboog is. Toch is deze watergekoelde kwiklamp niet zonder meer in de bestaande vuurtorenoptieken te gebruiken, daar zij zoo dun en langgerekt is van vorm en bovendien in horizontale stand moet branden. Wellicht zal het nog mogelijk blijken de super-hooge druk kwiklamp als lichtbron voor vuurtorens te gebruiken door een paar kwiklampjes samen te voegen of eenige optische systemen te combineeren.

Sedert zijn oprichting in 1909 heeft het Proefstation van de Rijkskustverlichting steeds getracht nieuwe lichtbronnen met hoogere oppervlaktehelderheid geschikt te maken voor gebruik in bestaande kustlichtoptieken [2]). Men heeft o.a. de petroleum-gloeilichtbranders hiertoe verbeterd en ook pogingen aangewend om uit Nernst-staafjes een geschikte lichtbron samen te stellen. Na het verschijnen van de met gas gevulde gloeilamp voorzien van een gespiraliseerd gloeilichaam zijn in samenwerking met Philips deze lampen geschikt gemaakt voor gebruik in vuurtorenoptieken. Het kwam er hierbij op aan een gloeidraadsysteem te construeeren, waarvan de projecties in verschillende richtingen zoo veel mogelijk een even groot lichtgevend oppervlak hebben, dat zoo goed mogelijk een aaneengesloten geheel vormt, terwijl het brandpunt in het midden ervan is gelegen. Men zou dit bijv. kunnen benaderen door de gloeidraden op overeenkomstige wijze uit te spannen in drie onderling loodrechte vlakken, maar daar dit technisch niet was uit te voeren, werden de gloeidraden uitgespannen in slechts twee verticale vlakken, die loodrecht op elkaar staan, zoodat het derde horizontale vlak werd weggelaten.

Een lamp met een dergelijk, zg. „kruisvormig" gloeidraadsysteem werd voor het eerst in 1918 vervaardigd voor 108 V, 20 A. Daar men evenwel toentertijd nog moeilijkheden had met uitzakken van de gloeidraad, moest het gloeidraadsysteem 2,5 maal zoo breed als hoog worden gemaakt. Met deze eerste electrische gloeilamp voor vuurtorens werd reeds een gemiddelde helderheid van 450 K/cm² verkregen, hetgeen bijna een tienvoudige verbetering beteekende tenopzichte van de destijds gebruikelijke, Pharoline brandende, gloeilichten, die een helderheid van ong. 50 K/cm² bezaten. Bij de verdere ontwikkeling dezer lampen met kruisvormig gloeidraadsysteem is men gekomen tot twee normaal-typen, nl. voor 80 V, 30 A en voor 80 V,

Fig. 5. De vuurtoren Brandaris te Westerschelling

[2]) Vgl.: No. 1 van de literatuuropgave.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

50 A. Daar deze lampen van 4 kW hun practische bruikbaarheid vooral hebben bewezen in de bekende vuurtoren Brandaris te Westerschelling, die wij hier op *fig. 5* afbeelden, werden zij veelal Brandarislampen genoemd.

Toen de moeilijkheden betreffende het uitzakken der gloeidraden waren overwonnen, konden cylindervormige gloeidraadsystemen voor vuurtorenlampen worden gemaakt, waarvan de projecties in verschillende richtingen beter het ideaal benaderen van aaneengesloten lichtgevende oppervlakken van dezelfde grootte en helderheid. De oppervlakte-helderheid werd in de loop der jaren nog vergroot door de temperatuur der gloeidraden te verhoogen. Daar men inmiddels ook heeft geleerd, hoe wolfraamdraden behandeld moeten worden teneinde een betere rekristallisatie te verkrijgen, heeft men nu tenslotte de modernste vuurtorenlampen kunnen uitrusten met de bekende dubbel-gespiraliseerde gloeidraden.

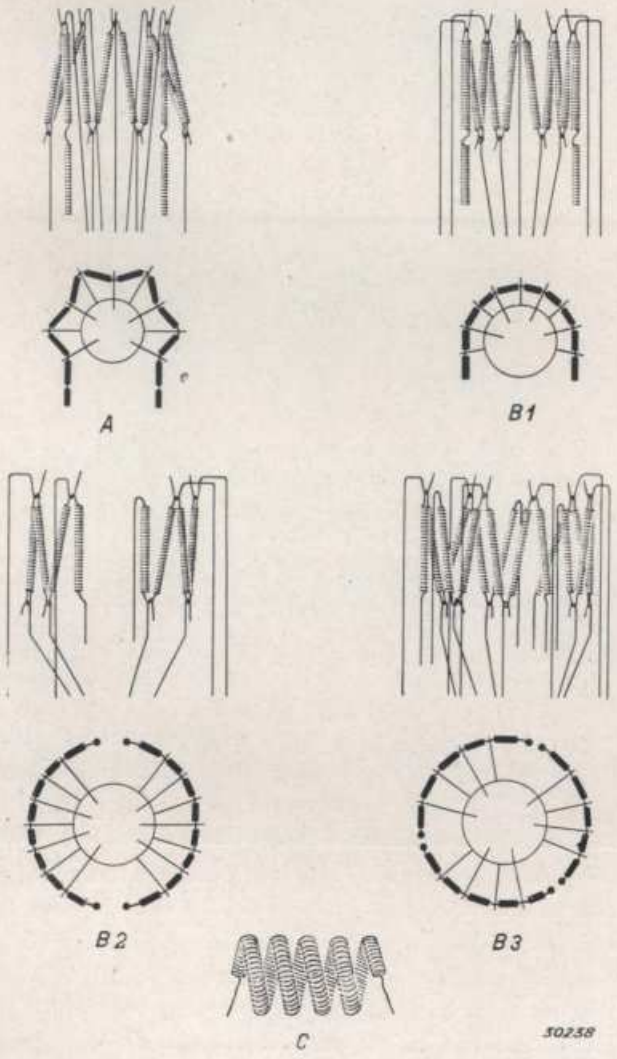


Fig. 6. Gloeidraadsystemen. *A* kegelvormig, *B* cylindrisch, resp. bestaande uit 1, 2 of 3 stroomkringen. *C* dubbel-gespiraliseerd.

Gloeidraadsystemen

De thans in gebruik zijnde gloeidraadsystemen kunnen in drie hoofdvormen worden verdeeld (*fig. 6*), nl.:

A) Kegelvormig gloeidraadsysteem van enkelvoudig gespiraliseerd draad, dat door de electrische stroom geheel in serie wordt doorloopen.

B) Cylindrisch gloeidraadsysteem van enkelvoudig gespiraliseerd draad, dat uit één (*B1*) of meer (*B2* en *B3*) stroomkringen kan bestaan.

C) Dubbelgespiraliseerd gloeidraadsysteem.

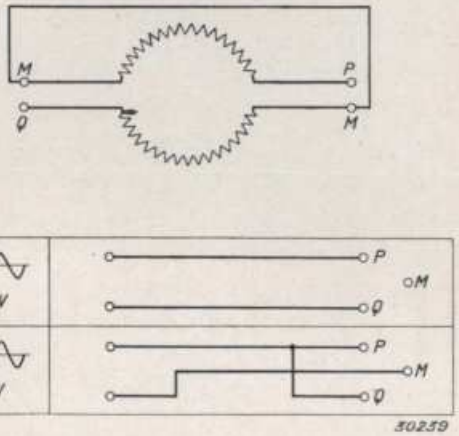


Fig. 7. Schakelschema voor een uit twee stroomkringen bestaande vuurtorenlamp, die resp. op een gelijk- of wisselspanning van 200 V of 100 V kan worden aangesloten.

In hetgeen volgt, willen wij wat nader op de systemen *B* en *C* ingaan. Is het cylindrische gloeidraadsysteem verdeeld in twee onderling gelijke stroomkringen (*B2*), dan kunnen deze meestal zoowel in serie als parallel worden geschakeld. Een lamp voor 100 V, 60 A kan dus bijv. zoowel op 100 V met 60 A branden als op 200 V met 30 A. Schakelt men de beide gedeelten parallel, dan kan in den regel, als één van hen uitvalt, het andere gewoon blijven doorbranden. Daar het van belang is, punten met groot spanningsverschil zoo ver mogelijk van elkaar verwijderd te houden, zijn de lampen geschakeld volgens het in *fig. 7* aangegeven schema. De tegenover elkaar gelegen eindpunten *M* der beide wikkelingen zijn steeds met elkaar verbonden en gezamenlijk naar buiten uitgevoerd, terwijl de beide andere eindpunten afzonderlijk naar *P*, resp. *Q*, worden gevoerd. Een gelijk- of wisselspanning van 200 V wordt tusschen *P* en *Q* aangelegd, zoodat dan *M* zich vanzelf op een spanning zal bevinden, welke het gemiddelde van die beiden bedraagt. Een gelijk- of wisselspanning van 100 V legt men echter tusschen *M* en de dan met elkaar verbonden punten *P* en *Q*. Tusschen twee dicht bijeengelegen punten van de gloeispiraal bestaat bij een dergelijke schakeling dus

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

nooit een grooter spanningsverschil dan 100 V.

Vooral voor groote vermogens is het van veel belang over vuurtorenlampen te kunnen beschikken,

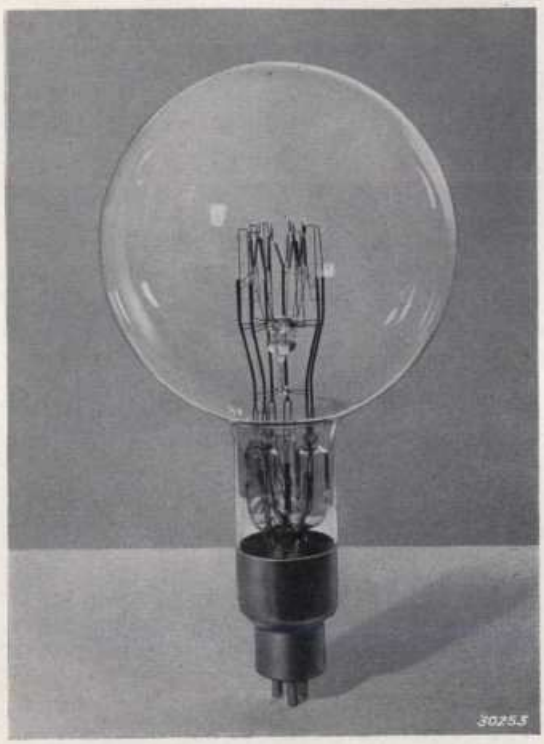


Fig. 8. Vuurtorenlamp bestaande uit drie stroomkringen teneinde het driefasennet symmetrisch te belasten.

die de drie fasen van het gewone draaistroomnet op gelijke wijze belasten. Daarom werden, voor vermogens van 1 500, 3 000, 6 000 en 10 000 W, lampen uitgewerkt met een in drie gelijke gedeelten gesplitst gloeidraadsysteem (fig. 6, *B 3*). Een dergelijke lamp is in *fig. 8* afgebeeld. Zulk een lamp voor

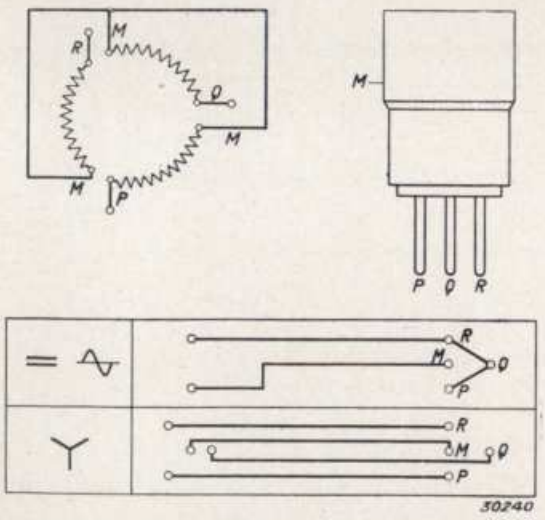


Fig. 9. Schakelschema voor een uit drie stroomkringen bestaande vuurtorenlamp, die ook op gelijk- of wisselspanning kan worden aangesloten, doch speciaal is geconstrueerd teneinde een driefasennet in sterschakeling symmetrisch te belasten.

110 V, 3 kW wordt bij gunstig weer gebruikt in de op fig. 4 afgebeelde vuurtoren aan de Westkust van Bretagne. Uit het schakelschema van *fig. 9* ziet men, dat deze driefasenlampen zoowel op een gelijk- en wisselspanning als op een sterschakeling van 110 V kunnen worden aangesloten. Voor vuurtorens, die vaak over lange afstanden van electrische stroom moeten worden voorzien, bereikt men met deze driefasenlampen ook een besparing op de kosten der leidingen, daar deze nu gelijkmatiger worden belast dan door een lamp met twee stroomkringen, die men op het draaistroomnet zou aansluiten.

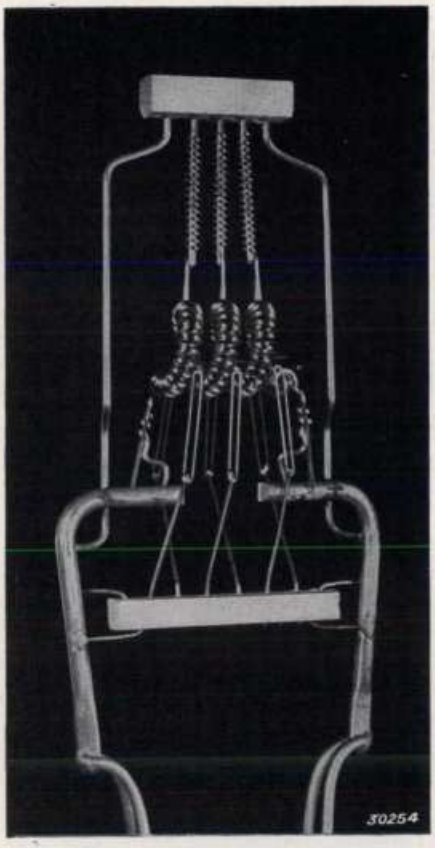


Fig. 10. Dubbel-gespiraliseerde gloeidraad voor een vuurtorenlamp.

Dubbel-gespiraliseerde gloeidraden (fig. 6, *C*) worden thans gebruikt in vuurtorenlampen voor 70 V, 60 A, benevens voor 60 V, 50 A (*fig. 10*). In *fig. 11* is van deze laatste lamp voor 3 kW het polaire lichtsterkte-diagram weergegeven, terwijl daarnaast ter vergelijking in *fig. 12* dit diagram is geteekend voor een vuurtorenlamp met een cylindrisch gloeidraadsysteem voor 60 V, 50 A. Wij zien uit deze figuren duidelijk, dat met de dubbelgespiraliseerde gloeidraad weliswaar hoogere lichtsterkten worden verkregen, maar dat deze minder gelijkmatig over de geheele omtrek zijn verdeeld

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

dan voor het cylindrische systeem. In *fig. 13* is weergegeven, hoe de dubbel-gespiraliseerde gloeidraad onder verschillende hoeken in het horizontale vlak wordt waargenomen [3]). Bij iedere opname is aangegeven [4]) de waarnemingshoek in ° (vgl. fig. 11), de lichtsterkte in K, het geprojecteerde oppervlak in cm² en de gemiddelde helderheid in K/cm². Daar het ook in de practijk is gebleken, dat men bij het gebruiken van dubbel-gespiraliseerde gloeidraden in vuurtoren-optieken betere resultaten verkrijgt dan met andere lampen van eenzelfde en zelfs met die van een wat grooter vermogen, willen wij hierover verder in dit artikel een nader inzicht geven.

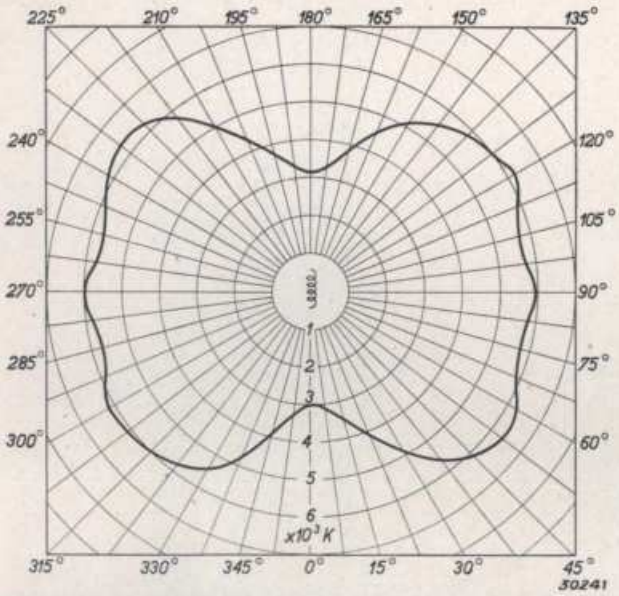


Fig. 11. Polair lichtsterkte-diagram, gemeten in het horizontale vlak, van een vuurtorenlamp met dubbel-gespiraliseerde gloeidraad voor 60 V, 50 A.

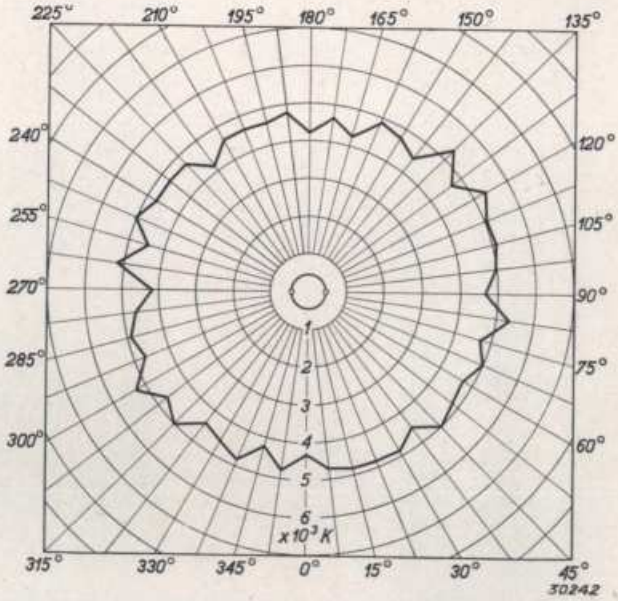


Fig. 12. Polair lichtsterkte-diagram, gemeten in het horizontale vlak, van een vuurtorenlamp met een cylindrisch gloeidraadsysteem voor 60 V, 50 A.

Vergelijkende metingen aan lampen met verschillende gloeidraadsystemen [3])

Door het Proefstation van de Rijkskustverlichting werden metingen verricht aan vijf lampen met verschillende gloeidraadsystemen, nl.:
1 lamp met een kruisvormig gloeidraadsysteem,
2 lampen met een cylindrisch gloeidraadsysteem en
2 lampen met een dubbel-gespiraliseerde gloeidraad.

Achtereenvolgens worden deze lampen geplaatst in het brandpunt van een optiek-paneel, waarbij de verdeeling van het licht over zijn lichtbundel werd gemeten. De verschillende gegevens dezer lampen benevens de maximale lichtsterkten harer bundels zijn in de volgende tabel opgenomen.

[3]) Vgl.: No. 4 en 5 van de literatuuropgave.

[4]) Hoewel voor de thans vervaardigde vuurtorenlampen iets andere waarden gelden, kunnen hier toch de oorspronkelijke gegevens wel worden vermeld, daar die een voldoend juiste indruk geven.

Lamp No.	Gloeidraad-systeem	breedte	hoogte	spanning	vermogen	lichtstroom	helderheid	maximale lichtsterkte van de bundel
	—	mm	mm	V	W	lumen	K/cm²	10⁶ K
1	kruisvormig	28,0	28,0	80	3 892	67 300	865	2,46
2	cylindrisch *)	23,4	23,0	110	3 770	69 000	1 280	1,56
3	cylindrisch *)	22,5	24,0	60	2 961	49 800	920	2,3
4	dubbel-gespiraliseerd	23,5	21,2	70	4 200	84 100	1 680	4
5	dubbel-gespiraliseerd	19,5	17,2	60	2 907	59 900	1 720	3,5

*) Inmiddels zijn vuurtorenlampen met cylindrisch gloeidraadsysteem geconstrueerd met een vermogen van resp. 4 en 3 kW en een lichtstroom van 78 000, resp. 54 000 lumen, die een helderheid van 1 400, resp. 1 030 K/cm² bezitten en waarvan verwacht mag worden, dat zij bij gebruik in dezelfde vuurtorenoptiek een nog wat hoogere maximale lichtsterkte van de bundel zullen leveren dan de in deze tabel vermelde cylindrische gloeidraadsystemen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

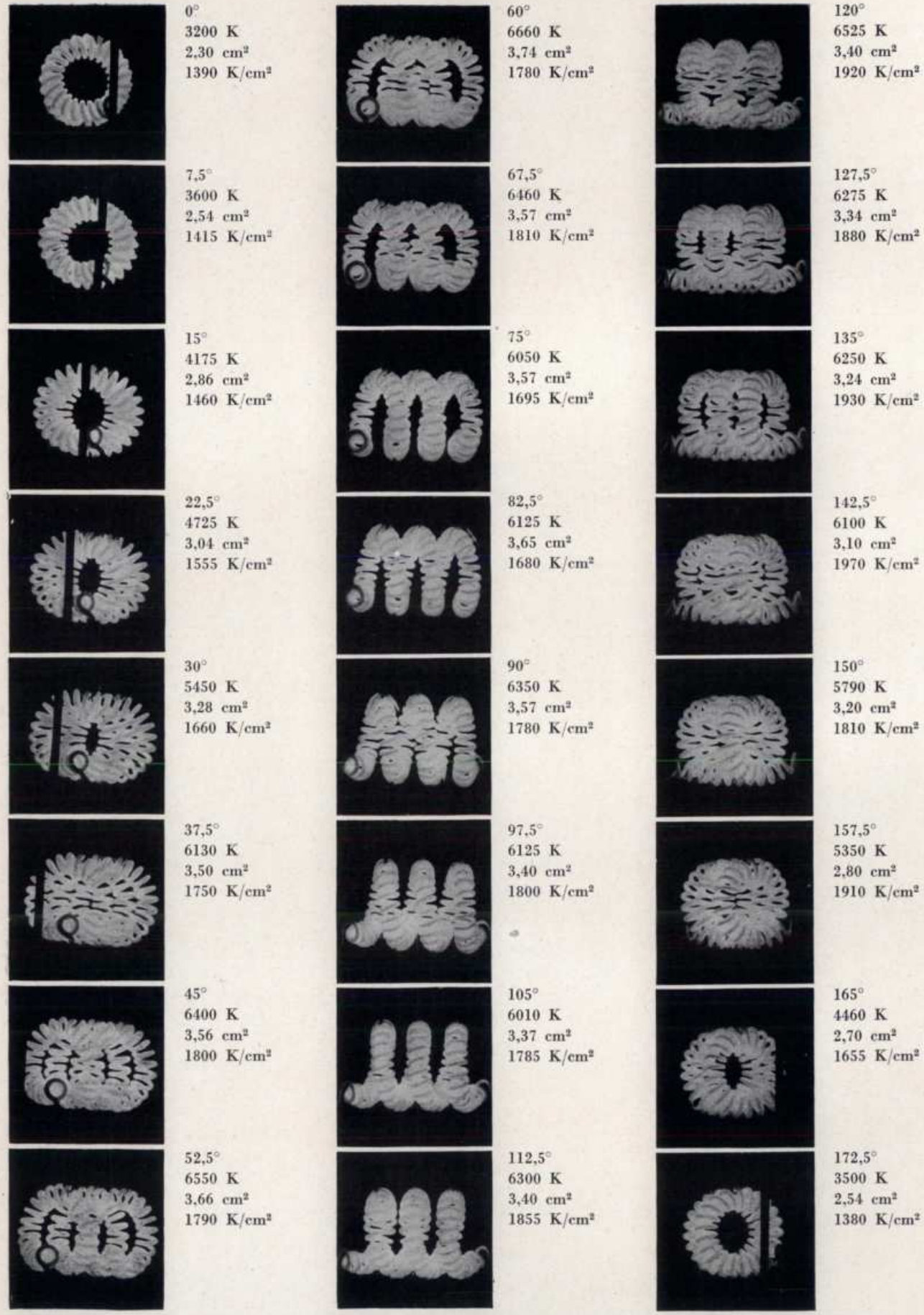


Fig. 13. Dubbel-gespiraliseerde gloeidraad gezien onder verschillende hoeken in het horizontale vlak (vgl. fig. 11). Bij ieder beeldje is aangegeven de hoek, waaronder het is opgenomen, de lichtsterkte, het geprojecteerd oppervlak in cm² en de gemiddelde helderheid in K/cm².

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Effectieve lichtsterkte van een vuurtoren

Onder de effectieve lichtsterkte van een vuurtoren met draaiend optiek, ook wel lichtwaarde genoemd, verstaat men de lichtsterkte van een vast licht, dat men tot op een even groote afstand kan waarnemen als het draaiende licht. De lichtindruk, die men van een lichtbron ontvangt, hangt, zooals bekend, niet uitsluitend af van de sterkte van het licht, maar ook van de tijd, gedurende welke de lichtindruk het oog treft. Men was vroeger van meening, dat reeds een lichtflits van 0,1 sec eenzelfde lichtindruk verwekte als een vast licht van dezelfde lichtsterkte, maar later kwam vast te staan, dat dit pas het geval is met lichtflitsen, die langer dan 1 sec duren.

Blondel[5]) en Rey hebben voor het geval, dat de lichtsterkte I constant is, zoolang het licht aanwezig is, aangetoond de effectieve lichtsterkte I_e te kunnen bepalen volgens de formule:

$$I_e = \frac{I\,t}{c + t}\ , \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

waarin t de duur van één lichtflits voorstelt en c een constante van de orde van grootte van 1 sec is, die proefondervindelijk moet worden bepaald.

De formule (1) geldt alleen streng op de grens der zichtbaarheid, dwz. in de buurt van de drempelwaarde van de lichtindruk. Internationaal werd voor de drempelwaarde der verlichtingssterkte, die door een puntvormige lichtbron op het oog wordt geleverd, $2\cdot10^{-7}$ lux vastgelegd; dit is geenszins een uiterste waarde, doch een getal, dat men ook onder de ongunstigste omstandigheden in het nachtelijk duister gerust kan gebruiken. Onder gunstige, practische omstandigheden kan de werkelijke drempel wel een twintigste gedeelte hiervan bedragen!

De constante c is niet gemakkelijk nauwkeurig te bepalen. In de praktijk blijkt men echter zeer bruikbare resultaten te verkrijgen, als men voor vuurtorens met een trapeziumvormige lichtverdeeling formule (1) gebruikt met $c = 0{,}15$, waarbij dan voor t de totale duur van de lichtflits moet worden genomen en voor I de maximale lichtsterkte I_m, die in de kern van de lichtbundel aanwezig is. Hoewel het derde Internationale Congres voor Kustverlichting te Berlijn deze formule (1) niet heeft aanvaard, wordt ze toch op groote schaal gebruikt, daar de resultaten betrouwbaar blijken te zijn. In dit artikel zullen wij dus verder ook formule (1) toepassen.

Als d de diameter van het gloeilichaam voorstelt en f de brandpuntsafstand is van het optiek, dus ook de afstand tusschen lichtbron en optiekpaneel, dan is de kleine hoek, waarover dat optiek-paneel licht doorlaat, gelijk aan d/f radialen. Maakt het geheele optiek n omwentelingen per minuut, dan is de duur van een lichtflits dus gegeven door:

$$t = \frac{d/f}{2\pi n}\ 60 \text{ sec.} \cdot \cdots\cdots \quad (2)$$

Heeft men een maximale lichtsterkte I_m in het laboratorium bepaald, dan dient men er voor de toestand bij normaal gebruik mee rekening te houden, dat ongeveer 15% der intensiteit verloren kan gaan door zwart worden van de lamp en eventueel branden op onderspanning, terwijl ongeveer 10% wordt geabsorbeerd door stijlen en tusschendorpels van het vuurtorenkruis en ook nog 10% door de glazen tezamen. In totaal wordt voor deze verzwakking een factor 0,7 in rekening gebracht[6]). Voor de effectieve lichtsterkte krijgen wij dus tenslotte de formule:

$$I_e = 0{,}7\ \frac{t}{0{,}15 + t}\ I_m \cdot \cdots\cdots \quad (3)$$

Daar voor deze bepaling van de effectieve lichtsterkte I_e van nogal wat onzekere overwegingen moet worden gebruik gemaakt, geeft men dikwijls, rekening houdende met de absorptie, een maximale lichtsterkte $0{,}7\ I_m$ van een vuurtoren op, die echter altijd veel hooger is dan I_e. Voor een constante effectieve lichtsterkte $I_e = 1{,}5\cdot10^6$ K

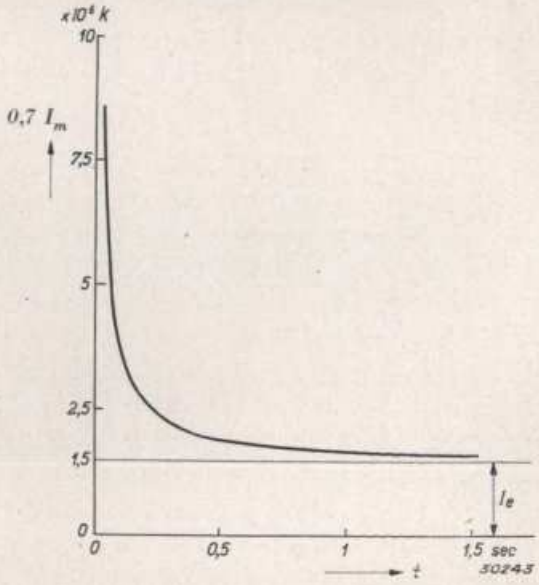


Fig. 14. De maximale lichtsterkte $0{,}7\ I_m$ in K, in afhankelijkheid van de flitsduur t in sec, benoodigd om een effectieve lichtsterkte $I_e = 1{,}5\cdot10^6$ te verkrijgen. Dit verband wordt weergegeven door formule (3).

[5]) Vgl.: No. 6 van de literatuuropgave.

[6]) Vgl.: No. 2 van de literatuuropgave.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

is in *fig. 14* weergegeven, hoe de maximale lichtsterkte verloopt met de duur t van de lichtflits [7]), wanneer men $c = 0{,}15$ heeft genomen. Voor groote waarden van t blijkt 0,7 I_m asymptotisch tot I_e te naderen. Voor tijdsduren van meer dan 1,4 sec blijkt de lichtsterkte I_m van een draaiend kustlicht minder dan 10% hooger te zijn dan zijn effectieve lichtsterkte I_e.

De maximale lichtsterkte van de bundel is evenredig met de helderheid van de lichtbron, die door het quotient van de lichtsterkte i van de lichtbron en zijn geprojecteerd oppervlak S kan worden voorgesteld. Dit laatste is evenredig met het kwadraat van de diameter d van de lichtbron. Daar de flitstijd t evenredig is met deze diameter, blijkt de effectieve lichtsterkte I_e evenredig te worden met het product van i/d^2 en $d/(c' + d)$, zoodat I_e evenredig is met

$$\frac{i}{d\,(c' + d)} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (4)$$

Het is dus mogelijk, de effectieve lichtsterkte van een vuurtorenlamp bij eenzelfde lichtsterkte van de lichtbron te verhoogen door het gloeidraadsysteem zoo geconcentreerd mogelijk te construeeren. Zorgt men er voor, dat $i/d(c' + d)$ constant blijft, dan kan men vuurtorenlampen construeeren, die in hetzelfde optiek dezelfde effectieve lichtsterkte hebben als lampen van grooter vermogen met een minder geconcentreerd gloeidraadsysteem. Het is op grond van deze overwegingen, dat men kon verwachten speciaal in vuurtorenlampen veel succes te zullen hebben bij het toepassen van dubbelgespiraliseerde gloeidraden met hun groote helderheid en klein geprojecteerd oppervlak.

Optische dracht van een vuurtoren

Het is voor een zeevaarder van groot belang te weten, op welk punt een bepaalde vuurtoren voor hem in zicht moet komen. Dit hangt natuurlijk niet alleen af van de effectieve lichtsterkte I_e van die vuurtoren, maar o.a. ook van de doorzichtigheidscoëfficient a van de lucht, d.i. het gedeelte van het licht, dat over de eenheid van afstand [8]) wordt doorgelaten. Als nu A de kleinste verlichtingssterkte voorstelt, die het oog nog juist kan waarnemen, en x de optische dracht in meters is, dwz. de grootste afstand, waarop het licht bij een bepaalde atmosferische toestand nog juist kan worden waargenomen, dan bestaat wegens de bolvormige lichtuitbreiding tusschen deze grootheden het volgende verband:

$$A = \frac{I_e\ a^x}{x^2} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (5)$$

Met deze formule krijgt men bruikbare uitkomsten, als men $A = 2 \cdot 10^{-7}$ lux neemt; vroeger heeft men wel 10^{-7} lux hiervoor gebruikt en in plaats van de effectieve de maximale lichtsterkte genomen, waardoor formule (5) minder bruikbaar scheen, dan inderdaad het geval is.

Zichtbaarheidskrommen [9])

Sedert 1907 zijn er in Nederland regelmatig waarnemingen verricht over de optische dracht der verschillende vuurtorens bij allerlei weersomstandigheden, zoodat hierover thans veel empirische gegevens ter beschikking staan. In de praktijk werkt men veel met zg. zichtbaarheidskrommen, die op de volgende wijze uit formule (5) kunnen worden afgeleid. Deze wordt logarithmisch geschreven:

$$\lg \frac{A}{I_e} = \lg \frac{a^x}{x^2} = \lg \frac{1}{x^2} + x \lg a \quad \cdots \quad (6)$$

In een diagram is nu gemakkelijk te teekenen:

$$y = \lg \frac{1}{x^2} = -2 \lg x, \quad \cdots\cdots \quad (7)$$

zooals in *fig. 15* is geschied. Verder zijn hierin de rechte lijnen:

$$y = (-\lg a)\, x + \lg \frac{A}{I_e} \quad \cdots\cdots \quad (8)$$

geteekend, die de y-as snijden in punten

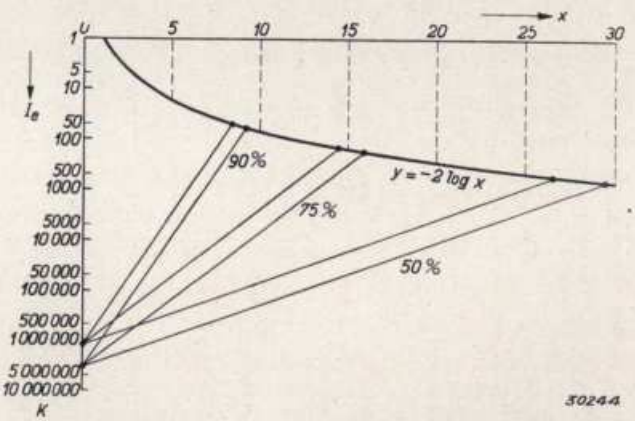


Fig. 15. De optische dracht x in zeemijlen (1 zeemijl = 1855 m) wordt gevonden als snijpunt van de kromme $y = -2 \lg x$ (formule 7) met één der rechten (formule 8), waarvan de helling slechts afhangt van de doorzichtigheid der atmosfeer. Het snijpunt dezer lijnen met de negatieve y-as wordt bepaald door de effectieve lichtsterkte I_e, die in kaarsen op logarithmische schaal daarlangs as is uitgezet.

[7]) Vgl.: No. 6 van de literatuuropgave.

[8]) Voor den zeeman is dit natuurlijk: 1 zeemijl = 1855 m, maar in deze theoretische beschouwingen willen wij liever met meters rekenen.

[9]) Vgl.: No. 2 en 3 van de literatuuropgave.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

$y = -\lg I_e/A$ en een helling vertoonen, waarvan de tangens $-\lg a$ bedraagt, dus afhangt van de atmosferische toestand. Langs de negatieve y-as is nu in logarithmische schaal de effectieve lichtsterkte I_e uitgezet, terwijl de x-as een lineaire schaal in zeemijlen draagt. De optische dracht van een bepaalde vuurtoren bij een bepaalde atmoferische toestand wordt dan gegeven door de abscis van het snijpunt der kromme van formule (7) met één der rechten volgens formule (8), waarvan het snijpunt met de verticale as afhangt van de effectieve lichtsterkte van het betreffende kunstlicht, terwijl de helling door de atmosferische toestand wordt bepaald. In fig. 15 zijn voor twee verschillende vuurtorenlampen (Nos. 3 en 4 uit de tabel van blz. 39) de rechte lijnen volgens formule (8) geteekend, die behooren bij drie verschillende doorzichtigheidscoëfficienten van de atmosfeer, welke gedurende resp. 50, 75 en 90% van het jaar door de werkelijke waarde van de doorzichtigheidscoëfficient worden overtroffen.

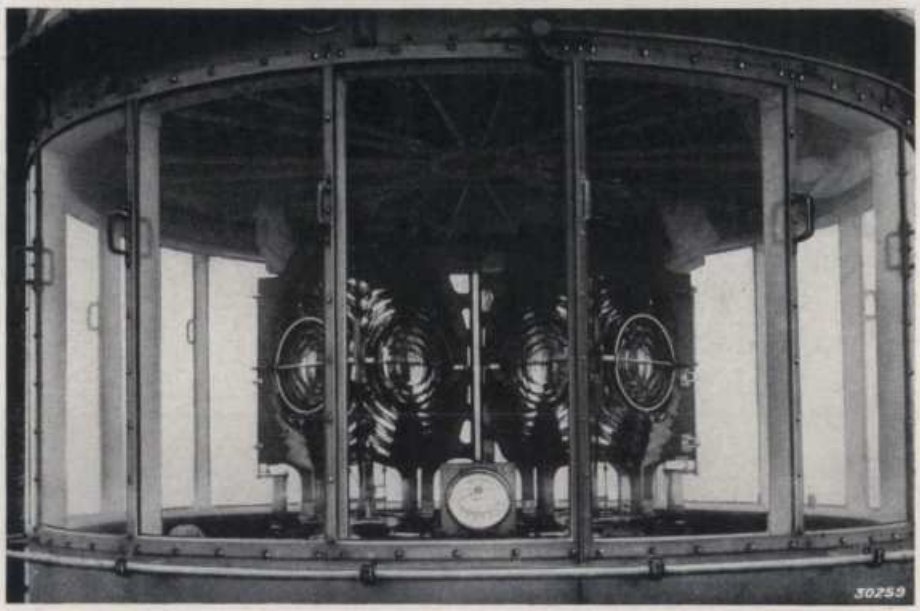


Fig. 16. Het dubbel-optiek van de Brandaris, waarvoor in fig. 17 een schets van de stralengang voor de verschillende optische paneelen geteekend is.

Berekening van effectieve lichtsterkte en optische dracht voor een geval uit de praktijk.

Als voorbeeld uit de praktijk willen wij nu tenslotte de effectieve lichtsterkte en de optische dracht berekenen, die met verschillende der besproken gloeilampen verkregen worden, wanneer deze bijv. worden geplaatst in het optiek (*fig. 16*) van de Brandaris op Terschelling, die wij reeds in fig. 5 hebben afgebeeld.

Dit optiek is een zg. dubbel-optiek. Het is geconstrueerd in de tijd, dat de Brandaris nog was uitgerust met booglicht en men wegens de kleine afmetingen van de lichtvlek bij de koolboog geen voldoende groot paneel kon gebruiken, daar dan de lichtbundels zóó smal zouden zijn geworden, dat de flitstijd te klein werd. Om toch een voldoend groote lichtsterkte te verkrijgen, heeft men toen twee optische stelsels naast elkaar geplaatst op een wijze, die in *fig. 17* duidelijk is aangegeven. Elk der beide optische stelsels levert vier bundels in onderlinge loodrechte richtingen, die twee aan twee tezamen de vier lichtbundels van de vuurtoren vormen. Ieder paneel omvat een hoek van 90° en heeft een brandpuntsafstand van 30 cm. Voor dit dubbel-optiek willen wij nu de effectieve lichtsterkte berekenen bij gebruik van de verschillende lampen, die in de tabel op blz. 39 reeds werden aangegeven. Als voorbeeld nemen wij twee dubbelgespiraliseerde lampen voor 70 V, 60 A, die onder No. 4 in de tabellen zijn vermeld. De breedte van de spiraal is hiervoor 2,35 cm, zoodat bij 3 omwentelingen per minuut een schittering volgens formule (2)

$$t = \frac{2{,}35/30}{2\pi \cdot 3}\,60 = 0{,}25 \text{ sec}$$

zal duren. Volgens de metingen van het Proefstation van de Rijks-Kustverlichting was de maximale lichtsterkte voor één optisch systeem: $I_m = 4 \cdot 10^6$ K en voor de totale bundel dus $8 \cdot 10^6$ K. Volgens formule (3) wordt dan de effectieve lichtsterkte:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

No.	Gloeidraadsysteem	Voorgeschreven vermogen	Schittering duur	Max. lichtsterkte per optisch systeem	Max. lichtsterkte totaal	Eff. lichtsterkte	Eff. lichtsterkte per optisch systeem per 1000 W
		W	sec	10^6 K	10^6 K	10^6 K	10^6 K
1	kruisvorm	4000	0,30	2,3	4,6	2,14	0,275
2	cylindrisch	4000	0,244	2,78	5,56	2,42	0,302
3	„	3000	0,234	1,69	2,38	1,44	0,240
4	dubbel-gespiral.	4200	0,25	4	8	3,5	0,418
5	„ „	3000	0,206	3,5	7	2,84	0,49

$$I_e = 0{,}7\,\frac{0{,}25\cdot 8\cdot 10^6}{0{,}15+0{,}25} = 3{,}5\cdot 10^6\ \text{K}.$$

Maakt men voor de andere in de tabel van blz. 39 opgenomen lampen dezelfde berekeningen, dan krijgt men de resultaten, die in de bovenstaande tabel zijn weergegeven.

Men ziet uit deze tabel, dat de vuurtorenlamp met dubbel-gespiraliseerde gloeidraad voor 4200 watt ongeveer 40% economischer werkt dan de lamp met cylindrisch gloeidraadsysteem voor 4000 W en ongeveer 50% beter dan de lamp met kruisvormig gloeidraadsysteem voor 4000 W. Verder blijkt de lamp met dubbel-gespiraliseerde gloeidraad voor 3000 W ruim 100% economischer te zijn dan die met cylindrisch gloeidraadsysteem.

Tenslotte is in de volgende tabel voor de verschillende lampen nog de optische dracht in zeemijlen opgegeven voor een zichtbaarheid gedurende 50, 75 en 90% van het jaar.

No.	Gloeidraadsysteem	Vermogen	Optische dracht in zeemijlen gedurende 50% van het jaar	75% van het jaar	90% van het jaar
		W			
1	kruisvorm	4000	27,2	15,2	8,1
2	cylindrisch	4000	27,2	15,2	8,1
3	cylindrisch	3000	25,2	14,5	7,7
4	dubbel-gespiraliseerd	4200	29,5	16,2	8,5
5	dubbel-gespiraliseerd	3000	28	15,8	8,3

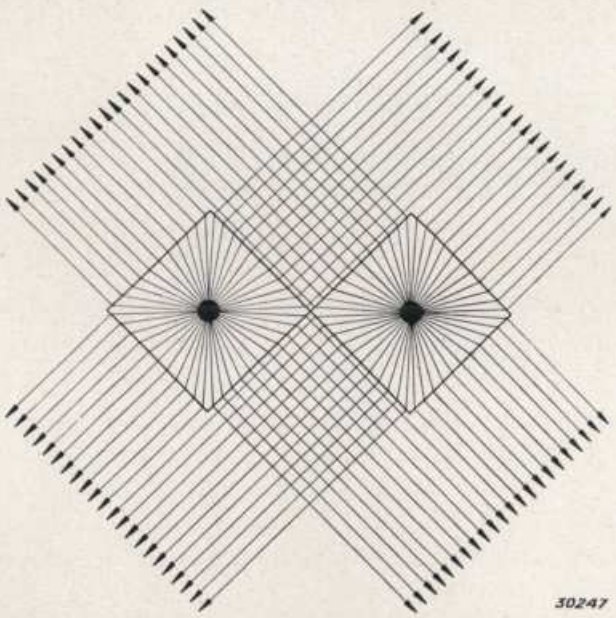


Fig. 17. Schets van de stralengang in een dubbel-optiek, dat bestaat uit twee lichtbronnen, ieder omgeven door vier onderling loodrechte paneelen.

LITERATUUR

1) P. van Braam van Vloten: Onderzoekingen ter vaststelling van voor kustlichtoptieken geschikte modellen van electrische met gas gevulde spiraaldraad gloeilampen: Ingenieur **36**, 863, 1921.
2) P. van Braam van Vloten: La valeur lumineuse des feux à éclats comme base du calcul des portées lumineuses. 14me Congrès international de Navigation, Le Caire 1926.
3) P. van Braam van Vloten: De optische dracht van Kustlichten: Ingenieur **39**, 67, 1924.
4) P. van Braam van Vloten: Incandescence électrique; d'une nouvelle forme de filament. 2me Conférence internationale de signalisation maritime, Paris 1933.
5) P. van Braam van Vloten: Introduction of new incandescent electric lamps in the Netherlands Lighthouse Service. Effective luminous intensities of the Revolving Flashing Lights. 3rd Intern. Lighthouse Conf. Berlin 1937.
6) André Blondel: Méthodes expérimentales pour la détermination de la portée des phares à éclats: Rev. gen. El. **33**, 747, 788 en 811, 1933.
7) Georges Dupouy: Conditions spéciales d'emploi des lampes à incandescence électrique dans les phares. 3rd Intern. Lighthouse Conf. Berlin 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
10/29/2023

INDRUK TIJDENS HET MONTEEREN VAN EEN GROOTE GLOEILAMP VOOR 110 V, 10 KW.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

DE SCHIJF VAN NIPKOW

door H. RINIA en L. LEBLANS. 621.397.33

Na een uiteenzetting over de wijze, waarop de schijf van Nipkow voor een bepaalde aftasting ontworpen wordt, volgt een nadere bespreking van de technische details der constructie en opstelling van de schijf. Het moeilijkste probleem is het maken van de slechts 27 μ wijde gaatjes en het brengen er van op de juiste plaatsen. Een zeer bevredigende oplossing is hiervoor gevonden door elk gaatje in een afzonderlijk plaatje aan te brengen en de gereedgemaakte plaatjes (in ons geval 81) op de schijf te monteeren, zoodanig, dat de stand van de gaatjes na de bevestiging op een verdeelmachine gejusteerd kan worden.

In een tweetal artikelen in dit tijdschrift [1, 2]) is een televisie-installatie beschreven voor filmuitzendingen. Het meest kenmerkende onderdeel van deze installatie is de schijf volgens Nipkow voor het aftasten van de film. Wij willen hier een en ander mededeelen over de problemen, die zich bij de constructie van de schijf voordoen, en over de wijze, waarop de moeilijkheden door ons zijn opgelost.

Het ontwerpen van de schijf

Om te beginnen moet vastgesteld worden, hoe groot de schijf (dwz. de diameter van de krans van gaatjes) dient te zijn, hoe snel zij moet roteeren, hoeveel gaatjes zij moet bevatten en hoe groot deze moeten zijn. Het antwoord op deze vragen hangt samen met het gekozen systeem van aftasten op een wijze, die we in het kort willen afleiden.

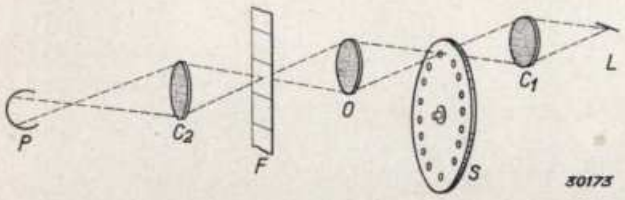


Fig. 1. Opstelling voor het aftasten van film met behulp van de schijf van Nipkow. L = lijnvormige lichtbron (superhoogedruk-kwiklamp); C_1 = condensorlens; S = schijf van Nipkow; O = lens, die de gaatjes in de schijf scherp afbeeldt op de film F; C_2 = condensorlens; P = fotocel (multiplicatorbuis).

In *fig. 1* is de opstelling voor het aftasten schematisch geteekend. De gaatjes van de roteerende schijf S worden door de lens O afgebeeld op de film F, en wel met een bepaalde vergrooting, die wij μ willen noemen. Daar het beeld van een gaatje juist de film moet betreden, als het beeld van het voorafgaande gaatje de filmstrook aan de andere kant heeft verlaten, volgt voor de afstand s der gaatjes de voorwaarde

$$\mu s = b, \quad \cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

indien b de breedte van het filmbeeldje is. (De aan de tijdsduur van het lijnsynchronisatiesignaal beantwoordende weglengte van de aftastvlek moet bij de breedte van het filmbeeldje opgeteld worden.) Moet de lichtvlek m lijnen per beeld en N beelden per seconde aftasten, dan moeten per seconde Nm gaatjes passeeren. De snelheid V_s van de schijf ter plaatse van de gaatjes (d.i. ongeveer de omtreksnelheid) moet bedragen:

$$V_s = N m s = N m b \frac{1}{\mu} \quad \cdots\cdots \quad (2)$$

Kiest men dus een bepaalde vergrooting μ, dan is daarmee de omtreksnelheid van de schijf vastgelegd. Tevens is dan de diameter g der gaatjes bepaald, daar het beeld van het gaatje een diameter moet hebben gelijk aan de afstand der lijnen bij het aftasten [3]). Op een filmbeeldje, waarvan de hoogte h is, komen m lijnen, dus is

$$g = \frac{h}{m} \cdot \frac{1}{\mu} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (3)$$

Hoe groot zal men nu de vergrooting μ kiezen? Maakt men μ zeer groot, dan moeten volgens verg. (3) de gaatjes zeer klein worden. Met $h = 16$ mm, $m = 405$ lijnen en een vergrooting van bijv. $\mu = 4$ komt men tot een gatdiameter $g \approx 0{,}01$ mm. Zulke kleine gaatjes zijn, gelet op de groote vereischte nauwkeurigheid, practisch niet te maken.

Maakt men anderzijds μ klein, dan moet volgens verg. (2) de omtreksnelheid van de schijf zeer groot worden. Met een maximale breedte $b = 23$ mm van het af te tasten filmbeeld, $m = 405$, $N = 25$ beelden per seconde en een vergrooting van bijv. $\mu = 0{,}5$ komt men tot een omtreksnelheid $V_s \approx 400$ m/sec. Dat is ongeveer de snelheid van een geweerkogel. De middelpuntvliedende krachten worden hierbij zoo groot (bij een schijfdiameter van 40 cm zijn zij aan de omtrek 80 000 maal zoo groot als de zwaartekracht), dat er kans bestaat op het optreden van

[1]) H. Rinia en C. Dorsman, Philips techn. T. 2, 72, 1937.
[2]) H. Rinia, Philips techn. T. 3, 289, 1938.

[3]) Feitelijk geldt deze voorwaarde alleen voor vierkante gaatjes. Om practische redenen maakt men de gaatjes echter rond. De werkelijke diameter wordt dan iets grooter gekozen dan de hier theoretisch afgeleide, zoodat de lijnen langs hun randen iets over elkaar vallen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

blijvende vervormingen of zelfs explosie van de schijf.

Bij de keuze van de vergrooting μ moet men dus een compromis vinden, waarbij aan de eene kant de schijfsnelheid niet te groot en aan de andere kant de gaatjes niet te klein worden. Voor de installatie in het Philips-laboratorium is $\mu = 1{,}7$ gekozen, zoodat $V_s \approx 140$ *m/sec* en $g \approx 0{,}025$ *mm*.

Tot een dergelijke waarde van μ komt men ook langs een geheel andere weg, nl. indien men nagaat, hoe de lichtstroom Φ op het aftastvlekje van μ afhangt, en dan tracht Φ zoo groot mogelijk te maken.

Wij denken ons de plaats en de grootte (h/m) van het beeld van het gaatje vastgehouden, en varieeren de vergrooting μ door de lens O te verschuiven dwz. de afstand q te veranderen (zie *fig. 2*). Tevens moet dan natuurlijk de stand

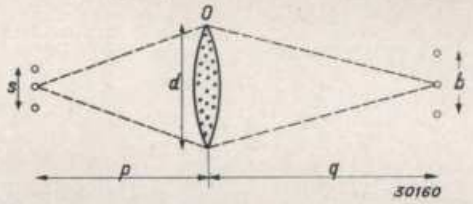


Fig. 2. De lens O, met diameter d en brandpuntsafstand f, beeldt de gaatjes van de schijf van Nipkow met een vergrooting μ op de film af. Bij een breedte b van de film en een onderlinge afstand s der gaatjes is $\mu\, s = b$. We denken ons de vergrooting gevarieerd door de afstand q tusschen lens en film te veranderen en telkens s en p overeenkomstig te wijzigen.

van de schijf (afstand p) en de grootte van de gaatjes veranderd worden, om aan de voorwaarde voor een scherpe afbeelding:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{q}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

(f = brandpuntsafstand van de lens O) en aan verg. (3) te voldoen [4]). Het eenige, wat van deze geheele manipulatie op de film merkbaar wordt, is een verandering van de ruimtehoek φ van de bundel, die de lens O op de film werpt. De lichthoeveelheid Φ is in dit geval evenredig met de ruimtehoek:

$$\Phi = \text{const.}\ \frac{\pi\, d^2}{4\, q^2},$$

waarbij d de diameter van de lens is. Uit (4) volgt

$$q = f\left(1 + \frac{q}{p}\right),$$

en aangezien q/p gelijk is aan de vergrooting $b/s = \mu$, krijgt men

$$\Phi \ (:)\ \frac{(d/f)^2}{(1+\mu)^2}. \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Bij een lens met gegeven relatieve opening d/f is dus Φ evenredig met $(1+\mu)^{-2}$. In *fig. 3* is deze functie geteekend, met de reciproke vergrooting $1/\mu$ als abscis. Uit de verg. (2) en (3) blijkt, dat deze kromme tevens de afhankelijkheid der lichthoeveelheid Φ van de schijfsnelheid V_s, of van de grootte g der gaatjes voorstelt. Bij oneindige vergrooting ($p = f$, $V_s = 0$ en $g = 0$) is $\Phi = 0$; neemt μ af, dan neemt Φ aanvankelijk met het kwadraat van $1/\mu$ toe, dus evenredig met V_s^2. Daarna wordt de toename van Φ langzamer, en bij $\mu = 2$ groeit Φ nog slechts evenredig met $1/\mu$ (dus (:) V_s). Het levert dus niet meer zooveel nut op, indien men μ veel kleiner dan ca. 2 kiest [5]).

Overigens vormt de lichthoeveelheid tegenwoordig geen probleem meer. Sinds het verschijnen van het in noot [1]) aangehaalde artikel, waarin reeds aangetoond werd, dat men bij gebruik van een superhoogedruk-kwiklamp als lichtbron (L in fig. 1) over een ruimschoots voldoende lichthoeveelheid beschikt, is de helderheid van de superhoogedruk-kwiklamp nog met een factor 3 verbeterd (zij bedraagt nu ca. 90 000 kaars/cm^2), zoodat men uit dit oogpunt ook wel met een grootere μ (kleinere V_s) zou kunnen volstaan, ware het niet, dat de gaatjes dan te klein zouden moeten worden.

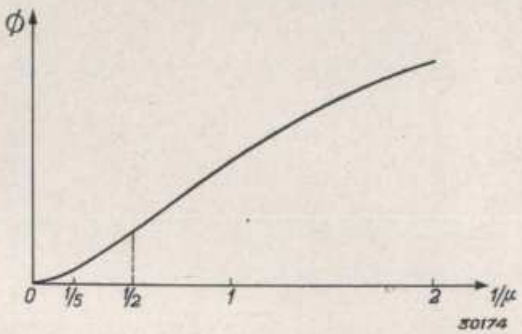


Fig. 3. Verloop van de lichtstroom Φ (in willekeurige eenheden) op het aftastvlekje op de film, als functie van de reciproke vergrooting $1/\mu$ (deze is evenredig met de vereischte schijfsnelheid V_s en de vereischte grootte g der gaatjes).

Ligt de vergrooting μ, en daarmee de gatdiameter g en de schijfsnelheid V_s vast, dan moet nog de straal r van de gaatjeskrans worden gekozen. Men zal r liefst niet zeer groot maken om niet een zware schijf met overeenkomstige zware aandrijfmotor en groote kussenblokken te krijgen. Aan de andere kant mag r ook niet heel klein worden, want het is in verband met de aftasting noodig, dat het cirkelstuk tusschen twee gaatjes nog beschouwd kan worden als een rechte lijn. Bij de door ons gekozen straal $r = 17{,}5$ *cm* is hieraan behoorlijk voldaan.

Het noodige aantal G van gaatjes in de schijf en het vereischte toerental n per seconde volgen nu uit de betrekkingen (zie ook verg. (1)):

$$G \cdot s = 2\,\pi\, r$$

en

$$2\,\pi\, r \cdot n = V_s.$$

Men vindt $G = 81$ en $n = 125$ *omwentelingen per seconde* [6]).

---

[4]) Wij zien hierbij natuurlijk af van de afbeeldingsfouten. Feitelijk moet met het oog hierop de lens voor elke vergrooting speciaal gecorrigeerd zijn.

[5]) In het in noot [1]) aangehaalde artikel is een dergelijk resultaat afgeleid met een ander gedachte-experiment, waarbij de lens O door een systeem van twee lenzen was vervangen. Ook daar werd gevonden, dat de lichthoeveelheid aanvankelijk met het kwadraat der schijfsnelheid toeneemt, bij $\mu = 1$ kwam echter een scherpe grens voor de lichthoeveelheid te voorschijn, terwijl in het hier onderstelde geval een geleidelijk langzamer-worden van de toename daarvoor in de plaats treedt.

[6]) In feite is men, met het oog op de synchronisatie, door de voorwaarde gebonden, dat de toerentallen van de schijf en van de filmmotor (50 omw/sec) in een eenvoudige verhouding moeten staan, bijv. $n = 75$, $n = 100$, $n = 125$, $n = 150$ enz. Men heeft dus slechts tusschen een aantal hierdoor bepaalde discrete waarden van r te kiezen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Opstelling van de schijf

De vereischte groote snelheid van de schijf maakt het noodzakelijk haar in een verdunde atmosfeer te laten draaien. Bij draaien in lucht van normale druk zou het overwinnen van de luchtwrijving een vermogen van $^1/_2$ à 1 kW opeischen. Bovendien zou de groote warmte-ontwikkeling gevaarlijk kunnen worden voor de schijf, aangezien deze met het oog op het schoonhouden van de gaatjes en ook om veiligheidsredenen in een afgesloten ruimte moet draaien, zoodat de warmte niet zoo gemakkelijk afgevoerd wordt. Bij de gekozen druk van ongeveer 1 cm Hg loopen van de schijf noodzakelijk is. Verder is de ruimte tusschen de kussenblokken geheel met olie gevuld, die uit het reservoir D toestroomt. Er kan dus geen lucht door het kussenblok heen in de vacuumruimte dringen. Wel tracht de atmosferische druk, die op de olie werkt, deze in de doos A te persen. Het oliehuidje om de as in het voorste kussenblok is echter zoo dun (ca. 2 μ), dat zijn stroomingsweerstand, niettegenstaande met het oog op de wrijving bij het hooge toerental (7500 omw/min) een zeer dunne olie voor de smering gebruikt moet worden, voldoende hoog is om te beletten, dat groote hoeveelheden van de smeerolie in de doos

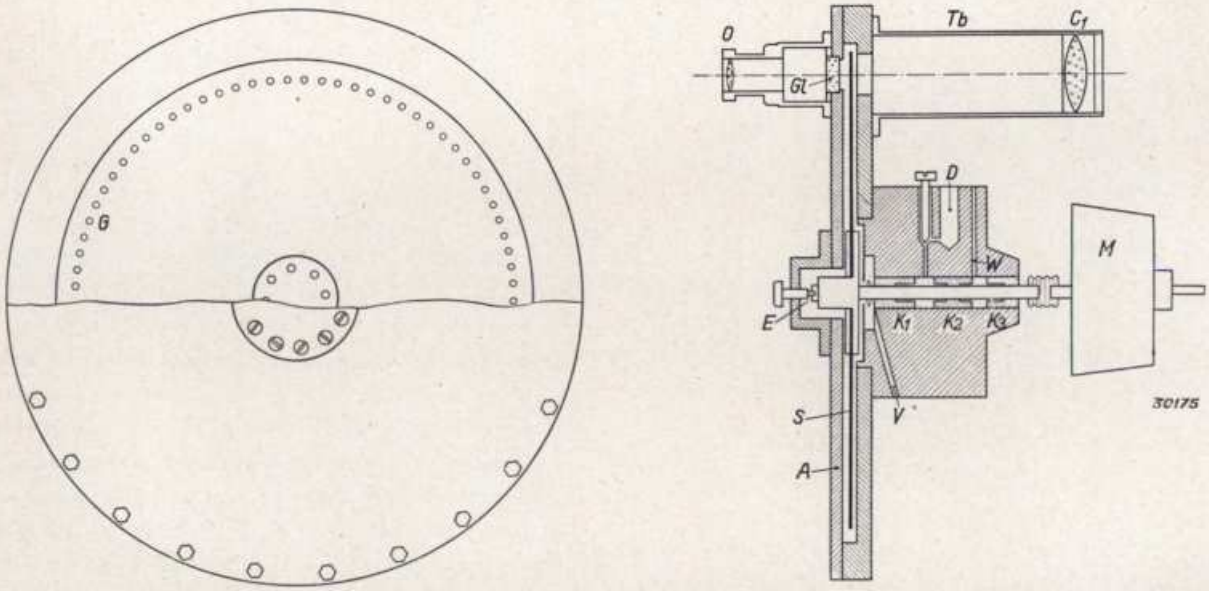


Fig. 4. Opstelling van de schijf van Nipkow S in de geëvacueerde ijzeren doos A. De as loopt in drie kussenblokken K_1, K_2, K_3. K_1 doet tevens dienst als vacuumafsluiting. D = oliereservoir; W = uitlaatpijpje; E = druklager (zie fig. 5); M = motor; O = lens (een foto-objectief); Gl = glasplaatje voor vacuumafsluiting. Aan de andere zijde van de schijf is dit glasplaatje met de daaraan verbonden lichtverliezen vermeden door de condensorlens C_1, in de tubus Tb, luchtdicht aan de doos A te bevestigen; G = krans van gaatjes.

bedraagt de wrijvingswarmte minder dan 30 W. Veel kleiner dan 1 cm zou men de druk niet mogen maken, aangezien de schijf ter plaatse van de gaatjes tijdens het bedrijf zeer sterk bestraald wordt, en om de toegevoerde warmte weer te kunnen afstaan een zekere mantel van lucht noodig heeft.

De schijf S draait dus in een geëvacueerde ijzeren doos A, zie *fig. 4*. Deze is vrij zwaar uitgevoerd, opdat bij een eventueel bezwijken van de schijf de stukken opgesloten blijven.

Kussenblokken

De as van de schijf loopt in drie met olie gesmeerde kussenblokken K_1, K_2, K_3. Deze moeten tevens als vacuumafsluiting voor de doos A dienen. Het voorste kussenblok K_1 is daarom uiterst nauwkeurig passend gemaakt, hetgeen ook voor een rustig A terecht komen. Bij het bedrijf is gebleken, dat minder dan 1 cm^3 olie per uur in het vacuum lekt. Een ring om de as zorgt, dat deze olie niet op de schijf van Nipkow kan komen, doch in een klein reservoir afvloeit.

Het middelste kussenblok K_2 is aangebracht om eventueele slingeringen van de as te beletten. Deze is nl., wederom met het oog op de wrijving, vrij dun gemaakt. De boring W heeft tot taak, bij het vullen van de kussenblokken met olie de aanvankelijk aanwezige lucht te laten ontsnappen, zoodat ook de ruimte tusschen het tweede en derde kussenblok K_2 en K_3 steeds met olie gevuld is. Aan het uiteinde is de as door een soepele koppeling van tombak met de aandrijfmotor verbonden.

Aan de andere zijde van de schijf is de as niet uit de doos gevoerd. Hier moet zij tegengehouden

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

worden, daar zij door de eenzijdig werkende luchtdruk naar binnen wordt gedrukt. Om alle eventueele moeilijkheden met de smering te vermijden is hier een kogellager (E) aangebracht, dat in *fig.* 5 nog eens vergroot is weergegeven. Wegens de groote middelpuntvliedende krachten was het gewenscht dit kogellager zoo klein mogelijk uit te voeren. Het bestaat uit een kogelkooi met drie kogeltjes van 1 mm diameter, waartegen een vlak-geslepen hardstalen pen drukt, die aan het uiteinde van de as van de schijf is bevestigd. De kogels loopen op de vlak-geslepen zijde van een halve kogel van grooter formaat, die tegen een ring aan rust. Hierdoor wordt een gemakkelijk loopen van de schijf verzekerd, daar het vlak, waarop de kogels loopen, zich uit zichzelf naar alle kanten kan instellen.

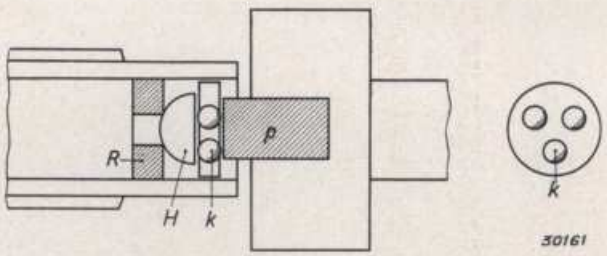


Fig. 5. Kogellagertje (E in fig. 4), dat de door de luchtdruk naar binnen gedrukte as van de schijf tegenhoudt. Drie kogeltjes k loopen tusschen het voorvlak van een pen p in de as en de vlak-geslepen zijde van een doorgesneden kogellagerkogel H, die tegen een vaste ring R rust. Dit loopvlak kan zich uit zichzelf naar alle kanten instellen. Met het oog op de middelpuntvliedende krachten is het kogellager zeer klein uitgevoerd (hier in ongeveer dubbele natuurlijke grootte geteekend).

Materiaal van de schijf

Als materiaal voor het vervaardigen van de schijf werd aluminium gekozen. Dit materiaal heeft het voordeel, dat de schijf volkomen vlak en spanningsvrij gemaakt kan worden door haar eenvoudig tusschen twee ijzeren schijven te verwarmen. Dat de volkomen afwezigheid van spanningen een essentieele eisch is, is gemakkelijk in te zien. Om een zuivere aftasting door de gaatjes te verkrijgen, moet de stand van de gaatjes in radiale richting binnen 5 μ nauwkeurig dezelfde zijn. Bij het draaien van de schijf ontstaat er tengevolge van de spanningen door de centrifugale krachten een vervorming van de schijf in die zin, dat de gaatjes zich meer naar buiten verplaatsen. Dit is ook heel goed waar te nemen, wanneer men de gaatjes in de roteerende schijf met een microscoop bekijkt. Men ziet dan een fijne streep, die bij het opvoeren van het toerental iets naar buiten verschuift. Teneinde aan de bovengenoemde voorwaarde, wat betreft de radiale stand der gaatjes, te voldoen, moet de verschuiving voor alle gaatjes dezelfde zijn, dwz. er zijn alleen rotatiesymmetrische vervormingen toelaatbaar. Derhalve mogen geen (onregelmatig verdeelde) beginspanningen in de schijf aanwezig zijn, die zoodra de centrifugale krachten erbij komen tot plaatselijke overschrijding van de evenredigheidsgrens of zelfs van de vloeigrens aanleiding zouden kunnen geven.

Een ander voordeel van aluminium is het goede warmtegeleidingsvermogen, waardoor plaatselijke verhitting tengevolge van de bestraling voorkomen wordt. Ook de sterkte van het materiaal is ruim voldoende om aan de spanningen tengevolge van de centrifugale kracht het hoofd te bieden. De grootste in de schijf optredende spanningen, die ook rechtstreeks bepaald kunnen worden door middel van het boven beschreven experiment, zijn bij het normale toerental ongeveer 1 kg/mm², terwijl de toelaatbare belasting van aluminium 6 kg/mm² bedraagt.

Het maken van de gaatjes

Verreweg het lastigste probleem van de schijf van Nipkow is het maken van de 81 gaatjes en het brengen er van op de juiste plaatsen. Behalve de reeds genoemde eisch, dat de stand van de gaatjes slechts afwijkingen van ten hoogste 5 μ in radiale richting mag vertoonen, moet ook de onderlinge afstand der gaatjes dezelfde nauwkeurigheid hebben. Verder is het een belangrijke eisch, dat alle gaatjes precies dezelfde hoeveelheid licht doorlaten, om een beeld van gelijkmatige helderheid te verkrijgen. Derhalve moet de diameter van de gaatjes, die op 27 μ is vastgelegd, op 1% nauwkeurig zijn. Bij grootere afwijkingen dan deze neemt het oog reeds hinderlijke helderheidsverschillen van de verschillende lijnen waar.

De meest voor de hand liggende methode is de gaten in dun folie te ponsen. Een dergelijk gat is in *fig.* 6 schematisch geteekend, waarbij tevens een aantal lichtstralen van verschillende richting aangeduid zijn. Men ziet, dat de effectieve opening

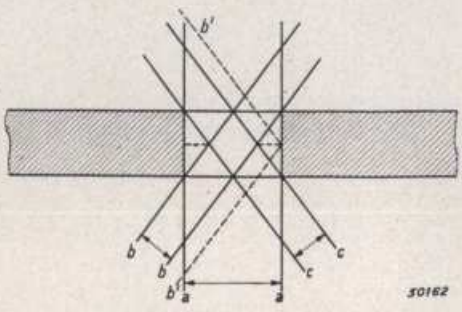


Fig. 6. Geponst gat. Voor scheef invallende bundels (bb, cc) is de effectieve opening kleiner dan voor bundels evenwijdig aan de hartlijn van het gat (aa). Het door verschillende invalshoek veroorzaakte verschil in lichtdoorlating hangt af van de lengte van het gat. De reflectie aan de wanden ($b'b'$) compenseert het effect eenigszins, zij is echter afhankelijk van de hoedanigheid van de wand.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van het gat voor de scheef invallende stralen (*bb* en *cc*) kleiner is dan voor de stralen (*aa*) evenwijdig aan de hartlijn van het gat. Het door verschillende invalshoek veroorzaakte verschil in de effectieve opening hangt af van de lengte van het gat. Dit kan, vooral bij een wijdgeopende bundel, aanleiding geven tot verschillen in de doorgelaten hoeveelheid licht, aangezien de lengte van de gaten, tengevolge van bramen, die bij het ponsen ontstaan, een weinig kan varieeren. Weliswaar wordt de verkleining van de effectieve opening voor scheeve conus een gat ontstaat, en tenslotte gepolijst, totdat het gat *G* precies de juiste diameter van 27 μ heeft. Dit laatste wordt indirect gecontroleerd, nl. door licht op het plaatje te werpen en met behulp van een fotocel en versterker de hoeveelheid licht te meten, die door het gat valt. Zoo worden 81 plaatjes gereedgemaakt en op nog nader te bespreken wijze op de schijf gemonteerd.

De randen van de verkregen gaten zijn scherp, zoodat het randeffect wegvalt. De microfoto *fig. 8* toont een doorgesneden plaatje, waarvan het snij-

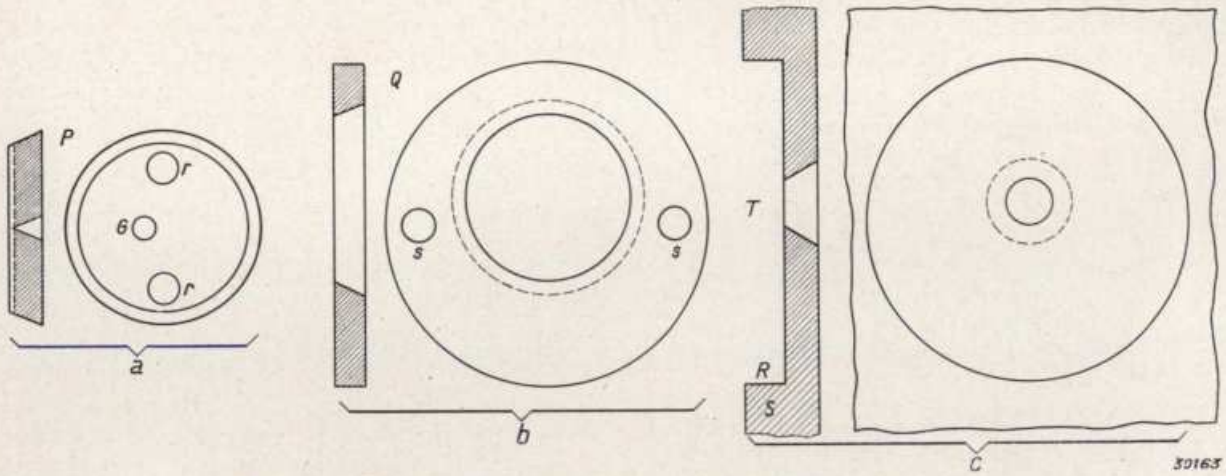


Fig. 7. Het maken en monteeren van de gaatjes in de schijf van Nipkow.
a) In een ongehard stalen plaatje *P* wordt een conische put gedrukt. Na harden wordt het plaatje afgeslepen, zoodat in de punt van de trechter een gat *G* ontstaat, dat door polijsten op de juiste diameter wordt gebracht.
b) Duraluminium-plaatje *Q*, met een conische opening waar de conische buitenomtrek van plaatje *P* in past.
c) Stuk van de schijf van Nipkow *S* met uitgefraisde cirkelvormige verdieping *R*, waar het plaatje *Q* precies in past. Conische boring *T* ongeveer ter plaatse waar het gaatje *G* zal komen te staan.

stralen gedeeltelijk gecompenseerd doordat ook stralen gereflecteerd worden, bijv. *b'b'*. Doch deze compensatie is wederom voor de verschillende gaten verschillend, daar het reflectievermogen van de wanden der gaatjes sterk varieeren kan. Het beste is dus om het geheele effect tot een minimum te beperken door het gat zoo kort mogelijk te maken. Door ons werd eerst een schijf vervaardigd, waarbij de gaten in duraluminiumfolie van 5 μ geponst werden. Hiermee werden redelijke resultaten verkregen, doch het bleek nu moeilijk de gaten te reinigen van eventueele stofjes of andere verontreinigingen, omdat het folie zwak is en de capillaire krachten, die bijv. een vloeistofdruppeltje in het gat vasthouden, zeer groot zijn.

Daarom zijn wij overgegaan tot de volgende constructie. In een ongehard stalen cirkelvormig plaatje *P* van ongeveer 2 mm diameter en 0,3 mm dikte wordt met een scherpe punt een conische put (*G*) gedrukt (*fig. 7a*). Daarna wordt het plaatje gehard, dan afgeslepen, zoodat ter plaatse van de punt van de vlak geslepen is om de scherpe begrenzing van het gaatje in de punt van de trechter te laten zien. De

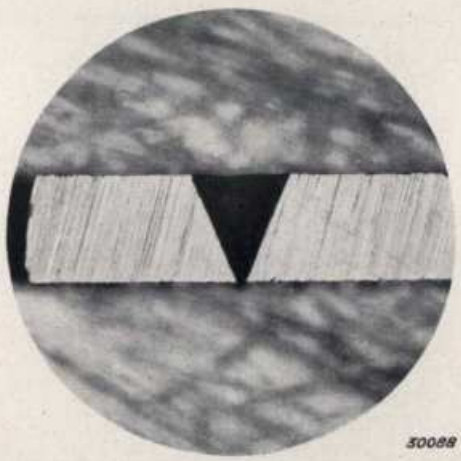


Fig. 8. Microfoto van het geslepen snijvlak van een doorgesneden plaatje *P* (30voudige vergrooting). Men ziet de scherpe begrenzing van het gaatje *G* in de punt van de trechter. In werkelijkheid is de rand nog scherper dan hier te zien is, aangezien door het slijpen van het snijvlak de randen van de trechter iets rafelig worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

gaten kunnen nu gemakkelijk gereinigd worden, daar de plaatjes buitengewoon robuust zijn, in tegenstelling met het vroeger gebruikte, uiterst gevoelige folie. Een belangrijk voordeel van de methode is verder, dat de gaatjes ieder afzonderlijk vervangen kunnen worden indien een fout blijkt of een beschadiging intreedt.

Het justeeren van de gaatjes

Het brengen van de gaatjes op de juiste plaatsen van de schijf van Nipkow geschiedt op de volgende wijze. De gaten zijn niet precies in het midden der plaatjes P aangebracht, maar iets excentrisch, zooals in fig. 7*a* duidelijk te zien is. Het stalen plaatje P, dat een conische buitenomtrek heeft, wordt niet onmiddellijk op de schijf van Nipkow bevestigd, maar in een eveneens conische uitsparing van een grooter cirkelvormig plaatje Q van duraluminium geplaatst, waarin het precies past, echter iets blijft uitsteken. De uitsparing is wederom excentrisch aangebracht, zie *fig.* 7*b*. Het plaatje Q past op zijn beurt precies in een cirkelvormige verdieping R, die in de schijf van Nipkow is uitgefraisd ongeveer ter plaatse waar een gaatje moet komen te staan, *fig.* 7*c*. Hier krijgt de schijf een conische doorboring T.

Zijn de plaatjes P en Q in elkaar en in de verdieping R gezet, dan wordt de rand van deze laatste iets over de rand van het plaatje Q heen geforceerd, zoodat dit en daarmee tevens het plaatje P vastzit. Beide plaatjes kunnen nu echter nog gedraaid worden, met behulp van kleine sleutels, die in de openingen *rr*, resp. *ss* passen. Door middel van de dubbele excentriek kan dan het gaatje G op iedere willekeurige plaats binnen een zeker ringvormig oppervlak gebracht worden, waardoor een gemakkelijke justeering der gaatjes mogelijk wordt. In *fig.* 9 is dit nog verduidelijkt door van de plaatjes P en Q alleen de verbindingslijnen tusschen de draaipunten en het gaatje G te teekenen. Het gaatje G zit als het ware aan het vrije uiteinde van twee scharnierende stangen van de lengten a en b. Het ringvormige oppervlak, dat bestreken kan worden, is gearceerd aangegeven. Door de excentrieken bij de ruwe instelling in een zoodanige hoek te plaatsen, dat b en a' loodrecht op elkaar komen te staan, bereikt men, dat ook de door draaien van beide excentrieken bewerkstelligde verschuivingen loodrecht op elkaar staan, hetgeen het justeeren bijzonder eenvoudig maakt, vooral indien men nog $a = b\sqrt{2}$ maakt, waardoor in de geteekende stand $b = a'$ wordt, zoodat gelijke hoekverdraaiïngen der beide excenters ook gelijke verschuivingen teweegbrengen. Practisch is $a = 0{,}35$ mm en $b = 0{,}25$ mm gekozen; de afstand der gaatjes van de as van de schijf kan dus met 0,6 mm gevarieerd worden. De toleranties bij het vervaardigen worden derhalve heel wat grooter dan wanneer men de gaatjes direct in de schijf zou aanbrengen. In *fig.* 10 is het samenstel van de excentrieken op de schijf van Nipkow nog eens in zijn geheel geteekend.

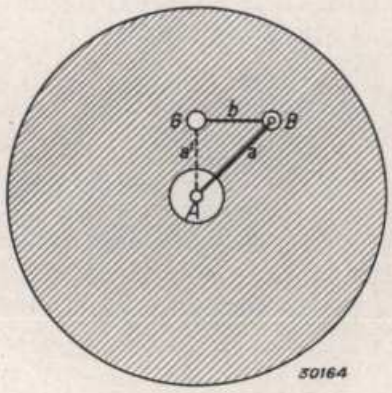


Fig. 9. Principe van het justeeren van de gaatjes. Het gat G zit excentrisch in het plaatje P (fig. 7*a*) en dit wederom excentrisch in het plaatje Q (fig. 7*b*). Beide plaatjes kunnen gedraaid worden. Dit is aequivalent met het aanbrengen van het gat G aan het uiteinde van twee scharnierende stangen a en b, met de draaipunten A en B. Door een geschikte stand der stangen kan G op elke plaats binnen de gearceerd aangegeven ring gebracht worden.

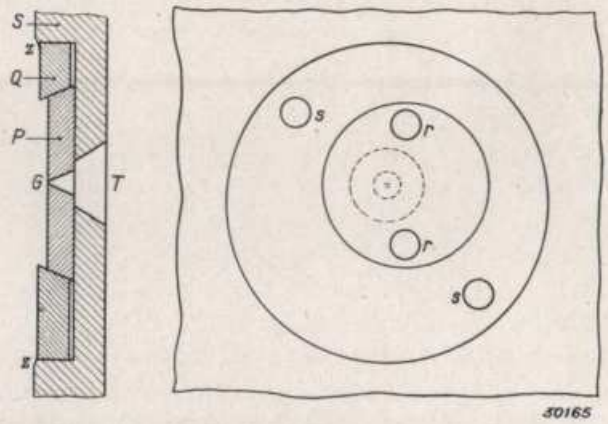


Fig. 10. Samenstel van de beide excentrieken, gemonteerd op de schijf. De rand z van de verdieping in S is iets over Q heen geforceerd, zoodat het geheel vastzit, behoudens een draaiïng zoowel van P als van Q, door middel van kleine sleutels, die in de gaten *rr*, resp. *ss* passen.

Nadat de gaatjes G ongeveer op de goede plaatsen gebracht zijn, geschiedt de juiste instelling op een verdeelmachine. Het bleek daarbij noodig, de temperatuur gedurende de vrij langdurige bewerking binnen 1 °C constant te houden, om geen fouten te krijgen door het in verschillende mate uitzetten van de schijf en de verdeelmachine. De zoo bereikte nauwkeurigheid van de stand der gaatjes is nog belangrijk grooter dan geëischt was, de afwijkingen bedragen hoogstens 2 μ. In het gebruik behoeft

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

op de temperatuur niet meer gelet te worden, aangezien door het snelle roteeren, zelfs bij de meervermelde sterke plaatselijke warmtetoevoer, in ieder geval een rotatiesymmetrische temperatuurverdeeling verkregen wordt.

Na het justeeren worden de plaatjes met een weinig lak geborgd. Dit is noodig met het oog op de groote middelpuntvliedende krachten, die bij het draaien optreden. In eerste instantie oefenen deze weliswaar geen koppel op de plaatjes uit. Toch zouden door de asymmetrieën in de plaatjes bij eventueele trillingen kleine draaiïngen kunnen optreden, die de justeering te niet zouden doen.

De groote middelpuntvliedende krachten brengen ook mede, dat de schijf zeer zorgvuldig gebalanceerd moet worden. Een ongebalanceerd gewichtje van 1 g aan de omtrek van de schijf zou bij het draaien op het normale toerental een kracht van meer dan 10 kg ondervinden! Het balanceeren wordt vergemakkelijkt door het feit, dat de geheele massa van de schijf in de nabijheid van één plat vlak gelegen is. Derhalve zijn bij het draaien geen buigende krachten te verwachten, zoodat men kan volstaan met de schijf statisch te balanceeren.

HET OPNEMEN VAN ZENDBUISKARAKTERISTIEKEN

door TJ. DOUMA en P. ZIJLSTRA. 621.317.755:621.396.615.012

Met behulp van een kathodestraalbuis kunnen verschillende spanningen in afhankelijkheid van elkaar worden geregistreerd, door hen resp. toe te voeren aan de horizontaal en verticaal afbuigende platen. In dit artikel wordt een installatie besproken, waarmede de anodestroom of de schermroosterstroom van een zendlamp kan worden opgenomen als functie van de anodespanning. Hierbij worden incens een aantal krommen verkregen voor verschillende roosterspanningen.

Inleiding

Kort geleden werd in dit tijdschrift [1]) een opstelling besproken voor het opnemen van de karakteristieken van ontvanglampen met behulp van kathodestraalbuizen. Daarbij voert men aan elk stel afbuigplaten van de kathodestraalbuis een spanning toe, die evenredig is met één van de beide grootheden, wier onderlinge afhankelijkheid de karakteristiek voorstelt. Wil men bijv. de I_a-V_a-karakteristiek van een lamp opnemen, dan geeft men aan de kathodestraal een horizontale afbuiging, evenredig met de anodespanning V_a, en een verticale afbuiging, evenredig met de anodestroom I_a. Laat men nu de anodespanning met een voldoend hooge frequentie tusschen nul en haar maximale waarde oscilleeren, dan ziet men op het fluorescentiescherm een lijn, die de vorm heeft van de I_a-V_a-kromme.

In plaats van een enkele karakteristiek kan men op het scherm van de kathodestraalbuis ook een geheele bundel van karakteristieken gelijktijdig doen verschijnen. Zoodoende kan men bijv. het verband tusschen anodestroom en anodespanning voorstellen met de stuurroosterspanning als parameter. Hiertoe is slechts noodig, dat de stuurroosterspanning tijdens het opnemen van de karakteristiek sprongsgewijze een aantal waarden doorloopt.

Het voordeel van het oscillografisch opnemen van karakteristieken boven het puntsgewijze meten met wijzerinstrumenten is behalve in de groote snelheid hoofdzakelijk gelegen in het feit, dat men ook gedeelten van de karakteristiek kan bereiken, waar een langzaam verloopende meting aanleiding zou geven tot overbelasting van de lamp.

Deze gedeelten van de karakteristieken kunnen van groot practisch belang zijn. Dit geldt speciaal voor buizen, waarbij de belasting in normaal gebruik niet veel kleiner is dan de maximaal toelaatbare belasting, hetgeen bijv. bij zendlampen vaak het geval is. Wanneer een zendlamp normaal belast is, wordt in de positieve pieken van de oscilleerende stuurroosterspanning de maximale continu toelaatbare waarde van de roosterstroomen en de anodestroom verre overschreden. Het is van belang om het verloop van de karakteristiek voor deze hooge stuurroosterspanning te kennen om bijv. het uitgangsvermogen van een zendlamp te kunnen berekenen.

[1]) Philips techn. T. **3**, 347, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Het meten van zendbuiskarakteristieken

In *fig. 1* is nog eens het principe van de reeds eerder beschreven opstelling aangegeven, die voor opnemen van ontvanglampkarakteristieken werd gebruikt. De anode van de te onderzoeken buis wordt gevoed met een gelijkspanning en een wisselspanning, die maximaal dezelfde waarde heeft als de gelijkspanning, zoodat de totale spanning tusschen nul en een maximale waarde oscilleert. Met behulp van een roteerende commutator C worden bij iedere omwenteling achtereenvolgens een aantal verschillende stuurroosterspanningen ingesteld. De horizontale afbuiging wordt verkregen met behulp van een spanning, die afgenomen wordt van de spanningsdeeler R_2 en die evenredig is met de momenteele waarde van de anodespanning. De verticale afbuiging wordt bepaald door het spanningsverval aan de meetweerstand R_1 en is evenredig met de anodestroom. Op het scherm van de buis ontstaat dus een bundel I_a-V_a-karakteristieken met V_g als parameter.

Deze methode is bruikbaar, wanneer, zooals in het weergegeven geval, slechts krommen met negatieve stuurroosterspanningen worden onderzocht. Bij positieve waarden van de stuurroosterspanning leidt echter de commutator tot verschillende moeilijkheden. Ten eerste treden tengevolge van de roosterstroom vonken aan de interruptercontacten op, zoodat de spanning niet precies op de gewenschte momenten afgeschakeld wordt. Ten tweede blijft de spanning aan de interruptercontacten bij het optreden van roosterstroom niet constant, omdat de roosterketen weerstand heeft.

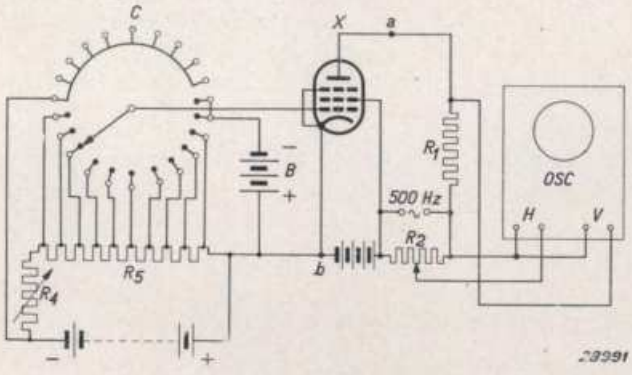


Fig. 1. Schakeling voor het opnemen van ontvanglampkarakteristieken. Het oscillogram geeft de anodestroom van de lamp X weer als functie van de anodespanning. Met behulp van de roteerende schakelaar C worden bij iedere omwenteling een aantal verschillende stuurroosterspanningen ingesteld, zoodat op het scherm een reeks van krommen verschijnt.

Het is vooral de tweede moeilijkheid geweest, die tot een wijziging van het principe heeft geleid. In plaats van de roosterspanning sprongsgewijze te varieeren, wordt aan het rooster een gewone ongeveer sinusvormige wisselspanning toegevoerd. Met behulp van een electrische schakelaar, die hieronder beschreven zal worden, wordt bereikt, dat de kathodestraalbuis alleen dan licht geeft, wanneer de roosterspanning juist die bepaalde waarden heeft, welke als parameters van de I_a-V_a-karakteristieken zijn gekozen. Om dit te bereiken, onafhankelijk van de vorm van de roosterwisselspanning, die eventueel door het optreden van roosterstroomen veranderen kan, is een traagheidslooze schakelinrichting noodig. Deze kan verkregen worden met behulp van een tweede kathodestraalbuis, voortaan impulsbuis genoemd [2]).

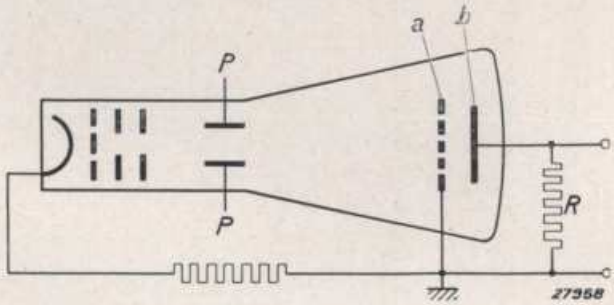


Fig. 2. Principieele schakeling van de „impulsbuis". De electronenstraal van een kathodestraalbuis wordt afgebogen, evenredig met de spanning tusschen de platen P. Telkens wanneer deze veranderlijke spanning bepaalde waarden passeert, komt de electronenstraal op een spleet van het scherm a terecht en wordt een gedeelte van de electronen doorgelaten naar het daarachter gelegen scherm b. Hierdoor onstaat aan de weerstand R een spanningsimpuls.

In *fig. 2* is het principe van de impulsbuis weergegeven. De buis bevat een paar afbuigplaten P, waarop een spanning wordt gebracht, evenredig met de stuurroosterspanning van de te onderzoeken buis. In plaats van het scherm heeft de impulsbuis twee evenwijdige platen a en b, waarvan de eerste voorzien is van dertig evenwijdige, nauwe spleten met gelijke afstand. Wanneer de kathodestraal onder invloed van een oscilleerende afbuigende spanning heen en weer zwaait over de plaat a, dan komt telkens bij het passeeren van een spleet even een stroompje terecht op plaat b en hierdoor ontstaat een spanningsimpuls aan de weerstand R. Na versterking wordt deze impuls met het juiste teeken gebracht op de regelelectrode van de kathodestraalbuis, die de karakteristieken opteekent en die wij ter vermijding van misverstand „karakteristiekenbuis" willen noemen. Deze regelelectrode heeft een dusdanige negatieve vóórspanning, dat de straalstroom van de karakteristiekenbuis meestal volkomen onderdrukt is en slechts loopt tijdens de impulsen.

Details van de schakeling

Na deze beschrijving van de impulsbuis willen

[2]) Dit principe werd voorgesteld door Ir. K. Posthumus.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

wij in het kort ingaan op de andere onderdeelen van de meetopstelling. De principeschakeling van de meetinstallatie is in *fig. 3* weergegeven, terwijl

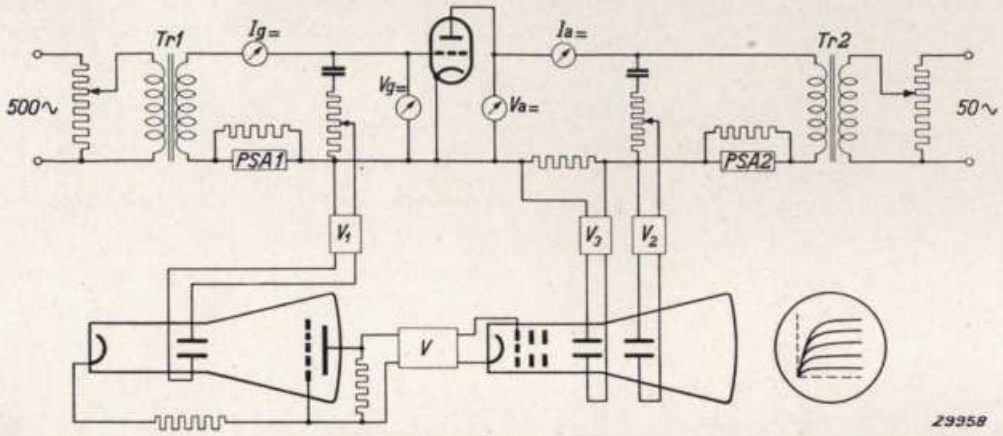


Fig. 3. Principeschakeling van de meetinstallatie. V_1, V_2, V_3 en V zijn versterkers, *PSA1* en *PSA2* plaatspanningsapparaten die de gelijkspanning leveren.

in *fig. 4* een foto is te zien. Aan het stuurrooster van de te onderzoeken buis wordt door de transformator *Tr 1* een wisselspanning van 500 per/sec

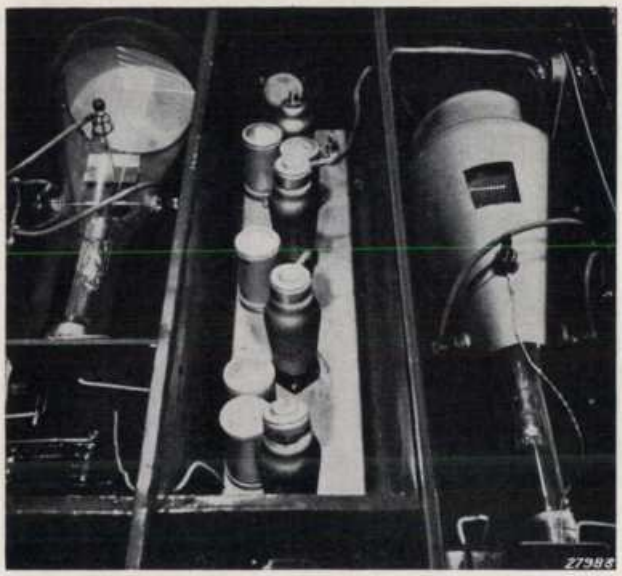


Fig. 4. Foto van de meetinstallatie. Links de karakteristiekenbuis, rechts de impulsbuis.

toegevoerd, terwijl de anode van de buis door *Tr 2* met een wisselspanning van 50 per/sec wordt gevoed. Beide spanningen kan men regelen en aflezen. Bovendien heeft het rooster, evenals de anode, nog een regelbare en afleesbare gelijkspanning. De roostergelijkspanning wordt met voordeel sterk negatief gekozen, zoodat slechts gedurende een klein gedeelte van de periode stroom loopt, hetgeen de gemiddelde belasting sterk vermindert [3]). De amplitude van de roosterwisselspanning moet natuurlijk zoo groot worden gekozen, dat de maximale roosterspanning toch de gewenschte waarde heeft. De anodegelijkspanning wordt, zooals reeds eerder vermeld, bij voorkeur ingesteld op een waarde gelijk aan de amplitude van de anodewisselspanning.

De afgenomen meetspanningen worden toegevoerd aan de versterkers V_1, V_2 en V_3. V_1 ontvangt de stuurroosterspanning, V_2 de anodespanning en V_3 de anodestroom. De versterkte stuurroosterspanning wordt aan de impulsbuis toegevoerd en regelt uiteindelijk de straalstroom van de karakteristiekenbuis. De anodespanning bewerkstelligt de horizontale, de anodestroom de verticale afbuiging van de electronenstraal. Om een goed beeld van de karakteristieken te verkrijgen, is het noodzakelijk, dat de versterkte spanningen aan de afbuigplaten en aan de regelelectrode van de karakteristiekenbuis precies in fase zijn met de bijbehoorende grootheden aan rooster of anode van de zendbuis. Een bepaald tijdsverschil tusschen de spanning aan de karakteristiekenbuis en de bijbehoorende grootheid aan de zendbuis is natuurlijk toelaatbaar, mits het voor alle drie grootheden dezelfde waarde heeft. De versterkers zijn dan ook

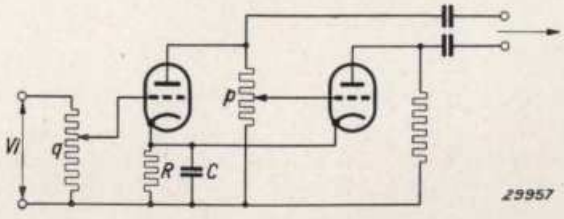


Fig. 5. Principeschakeling van de versterkers V_1, V_2, V_3. Bij gegeven ingangsspanning zijn fase en amplitude van de uitgangsspanning regelbaar door verschuiving van de potentiometers p en q.

[3]) Deze instelling van rooster-gelijkspanning en -wisselspanning, de zg. klasse-C-instelling, wordt ook in de practijk bij zendlampen veelvuldig toegepast. Zie hierover het artikel „zendpenthoden", Philips techn. T. 2, 257, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zoo ingericht, dat de faseverhouding van uitgangsspanning en ingangsspanning eenigszins regelbaar is. In de normale instelling zijn uitgangs- en ingangsspanning in fase. Indien echter, bijv. tengevolge van scheidingscondensatoren een faseverschil optreedt, dan moet dit door een kleine verandering van de instelling worden opgeheven.

De principeschakeling van de versterkers is weergegeven in *fig. 5*. Een gedeelte van de ingangsspanning V_i wordt afgetakt van de potentiometer q en wordt versterkt in twee trappen weerstandsversterking. De twee anoden worden elk over een condensator verbonden met één van de afbuigplaten van de kathodestraalbuis.

Zooals men ziet, loopt door de keten, gevormd uit de weerstand R en de condensator C, de som van de twee anodestroomen. Hierdoor wordt een terugkoppeling veroorzaakt. De teruggekoppelde spanning zal niet in fase zijn met de ingangsspanning, omdat de RC-keten geen zuiver Ohmsche impedantie heeft. Het gevolg is, dat ook de uitgangsspanning in het algemeen niet in fase is met de ingangsspanning. Indien echter de anodewisselstroomen van de twee versterkerbuizen precies tegengestelde amplituden hebben, zoodat de som van de anodestroomen constant is, dan verdwijnt de terugkoppeling en hiermee ook het faseverschil tusschen uitgangsspanning en ingangsspanning. Dit laatste is de normale instelling.

Zooals blijkt uit de schakeling, kan de normale instelling worden verkregen door de potentiometer p zoo in te stellen, dat de amplituden van beide anodestroomen even groot worden. Aangezien de twee versterkerbuizen in tegenfase werken, blijft dan de som van de twee anodestroomen inderdaad constant en de faseverschuiving wordt nul. Wanneer echter in de uitwendige ketens van de versterker een kleine faseverschuiving optreedt, dan kan deze door een verschuiving van de potentiometer p worden gecorrigeerd.

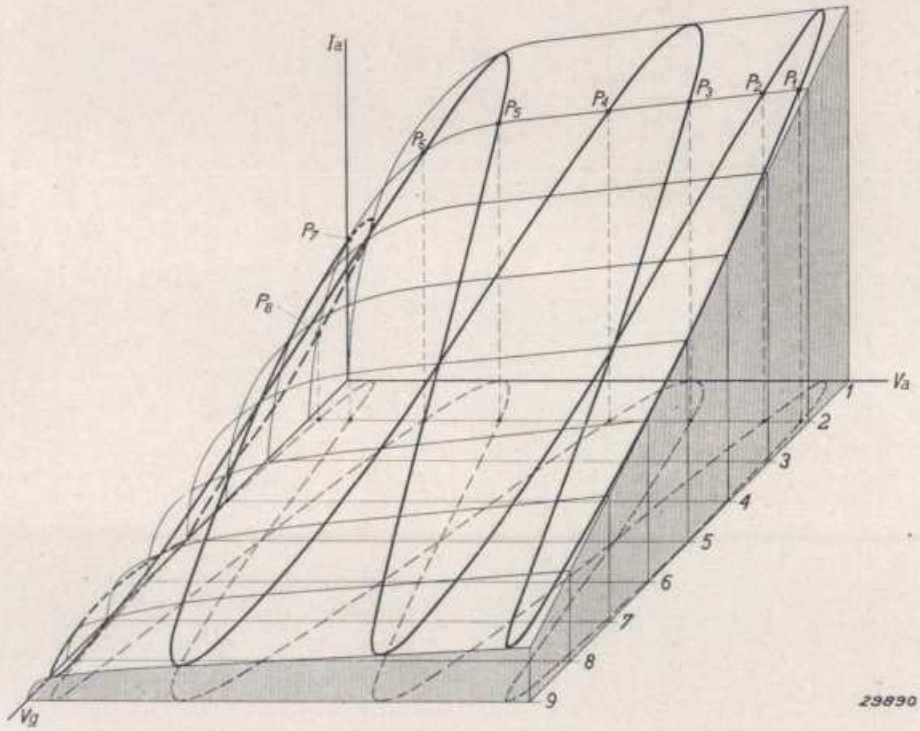


Fig. 6. Anodestroom I_a als functie van de anodespanning V_a en de stuurroosterspanning V_g. De electronenstraal in de impulsbuis passeert in het geteekende geval negen spleten bij roosterspanningen, die aangeduid zijn met 1-9. Het verband tusschen de roosterspanning en de anodespanning tijdens het meten is weergegeven door de gestippelde Lissajousfiguur in het V_a-V_g-vlak. Met P_1-P_8 zijn als voorbeeld de punten aangegeven, welke tengevolge van de tweede spleet van de impulsbuis op het scherm van de karakteristiekenbuis ontstaan. Deze punten staan in werkelijkheid niet stil, maar loopen langs één V_a-I_a-kromme. Op dezelfde wijze worden in dit geval nog acht andere I_a-V_a-krommen geteekend.

Werking van de installatie

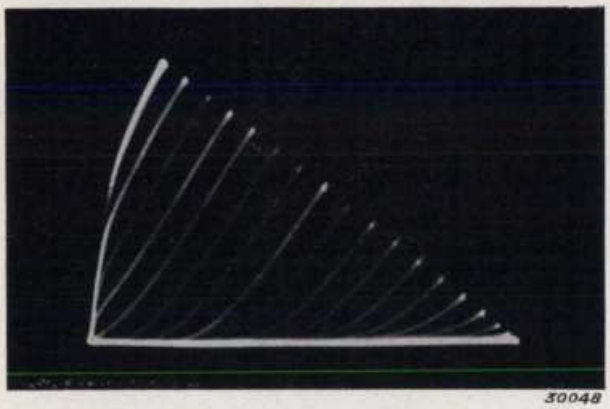
De wijze, waarop de beelden gevormd worden, is uit *fig. 6* te zien. Daar is een gedeelte van het kromme oppervlak $I_a = f(V_a, V_g)$ geschetst met daarop de I_a-V_a-karakteristieken, behoorende bij negen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

aequidistante waarden van de roosterspanning. Elk dezer spanningen kan men laten correspondeeren met een spleet in de impulsbuis; passeert de electronenstraal een dier spleten, dan heeft de roosterspanning een bepaalde waarde en wordt een punt van de daarbij behoorende I_a-V_a-karakteristiek geteekend, bijv. P_1. Op het scherm van de karakteristiekenbuis verschijnen de projecties op het I_a-V_a-vlak van de negen op het oppervlak geteekende karakteristieken.

In fig. 6 is duidelijkheidshalve de frequentie van de roosterspanning gelijk viermaal die van de anodespanning genomen (in plaats van 10 maal), en beiden zijn sinusvormig ondersteld. Men ziet, dat steeds dezelfde punten worden opgeteekend, zoodat een stilstaand beeld van discrete punten ontstaat. In het V_a-V_g-vlak wordt steeds dezelfde kromme doorloopen, nl. een Lissajous-figuur voor de frequentieverhouding 4 : 1.



30048

Fig. 7. I_a-V_a-karakteristieken van de zendtriode TC $^{03}/_{5}$. Abscis: 1 cm = 150 volt; ordinaat: 1 cm = 30 mA. De anodestroom werd begrensd door een uitwendige weerstand. De bovenste kromme geldt voor $V_g = +40$ V, bij de volgende krommen is de roosterspanning telkens 10 V lager.

De gelijkspanning voor de anode is, zooals reeds aangegeven, dusdanig gekozen, dat de totale anodespanning tusschen nul en tweemaal de waarde van de gelijkspanning varieert. Hierbij is aangenomen, dat de anodestroom practisch geen spanningsverlies in de uitwendige keten van de anode veroorzaakt, wat in de practijk niet steeds te bereiken is. Is dit niet het geval, dan worden de gedeelten van de I_a-V_a-karakteristiek, behoorende bij de hoogste positieve rooster- en anodespanningen, natuurlijk niet bereikt (zie *fig.* 7).

Wanneer de frequenties van de wisselspanningen voor rooster en anode van de te onderzoeken buis precies 500 resp. 50 per/sec zouden bedragen, dan zou, evenals in fig. 6, een stilstaand beeld, bestaande uit een aantal stippen, ontstaan. In werkelijkheid worden de twee spanningen van twee onafhankelijke netten genomen, die vrijwel nooit precies synchroon loopen. Het gevolg is, dat de stippen niet stilstaan, maar langs de karakteristieken loopen, zoodat de krommen als doorloopende lijnen worden opgeteekend.

Om op de karakteristiekenbuis voldoend scherpe stippen te verkrijgen, moet bij de constructie van de impulsbuis aandacht worden besteed aan de breedte van de spleten en aan de diameter van de electronenstraal. Is de spleet of de straaldiameter te groot, dan ontstaan op de karakteristiekenbuis verticale strepen in plaats van punten, hetgeen de nauwkeurigheid vermindert. Zijn beiden te klein, dan zijn de impulsen te kort, waardoor de helderheid van het beeld op de karakteristiekenbuis te gering wordt.

Verder is voor het verkrijgen van scherpe karakteristieken noodig, dat de impulsversterker nog betrekkelijk hooge frequenties voldoende kan versterken om de vorm van de spanningspieken goed te bewaren. Worden bijv. twintig spleten gepasseerd en bedraagt de frequentie van de roosterspanning 500 per/sec, dan ontstaan, omdat bij elke oscillatie iedere spleet tweemaal gepasseerd wordt: $500 \cdot 20 \cdot 2 = 20\,000$ impulsen per sec. De duur van iedere spanningspiek is dus in ieder geval klein ten opzichte van 1/20 000 sec en de versterker moet hooge harmonischen van 20 000 per/sec kunnen versterken om deze spanningspieken onvervormd over te brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

TRAAGHEIDSVERSCHIJNSELEN IN GASGEVULDE FOTOCELLEN

door A. A. KRUITHOF.

621.383.2.032.12

Bij vele toepassingen van fotocellen kan men de verhouding van geruisch tot signaal kleiner maken door de fotostroomen reeds *in de cel* te versterken. Dit kan o.a. geschieden door de cel met gas te vullen; de fotoelectronen ondergaan dan door de ionisatie van het gas een vermenigvuldiging. Tengevolge van de eindige looptijd der gevormde ionen vertoont de cel een traagheid, die een scherpe daling van de frequentiekarakteristiek der cel bij zeer hooge frequenties veroorzaakt. De traagheid hangt van de versterkingsfactor af. In de practijk is deze kleiner dan 10; de traagheid is dan tot frequenties van ongeveer 10 000 Hz nog niet hinderlijk, zoodat de gasgevulde cellen goed bruikbaar zijn voor de geluidsfilm. De theoretisch afgeleide frequentiekarakteristieken van de cellen worden door metingen in groote trekken bevestigd. Een experimenteel gevonden extra traagheid bij lagere frequenties (1 000 - 5 000 Hz) wordt verklaard door een bijdrage van metastabiele atomen tot de versterking.

Het rechtstreeks omzetten van licht in electrische stroom met behulp van fotocellen heeft reeds vroegtijdig verschillende toepassingen gevonden, bijv. voor het meten van lichthoeveelheden in de fotometer, voor het in werking stellen van lichtrelais in flikkerlichten en beveiligingsinstallaties, enz. Het lichtelectrisch gevoelige materiaal, waarvan hierbij gebruik werd gemaakt, was aanvankelijk het selenium. Toen echter nieuwe toepassingen van het lichtelectrisch effect op de voorgrond traden, zooals de geluidsfilm en de televisie, waarbij snel varieerende lichthoeveelheden in electrische spanningswisselingen omgezet moesten worden, bleek het selenium niet meer te voldoen. Het lichtelectrische effect bij dit materiaal is nl. met een zekere traagheid verbonden. Bij de eerstgenoemde toepassingen (fotometer, lichtrelais) speelde deze geen rol. Laat men echter een bijv. sinusvormig gemoduleerde lichtstroom op de selenium-cel vallen, dan worden tengevolge van de traagheid de wisselingen tot op zekere hoogte vereffend, zoodat de verkregen fotostroom een kleinere modulatiediepte vertoont dan de lichtstroom. De achteruitgang in de modulatiediepte zal des te sterker zijn, naarmate de frequentie van de lichtmodulatie hooger en naarmate de traagheid van de cel grooter is. Bij de geluidsfilm moeten frequenties tot ongeveer 10 000 Hz, bij de televisie zelfs tot $3 \cdot 10^6$ Hz weergegeven worden, waarvoor dus slechts fotocellen met voldoend kleine traagheid gebruikt kunnen worden.

In de moderne fotocellen wordt gebruik gemaakt van het uitwendig fotoelectrisch effect van alkaliatomen die aan een oxydelaag zijn geadsorbeerd [1]): door het licht, dat op deze gevoelige laag, de kathode, valt, worden electronen vrijgemaakt, die vervolgens met behulp van een versnellende spanning V_a naar de anode worden getrokken. Met een dergelijke lichtelectrische kathode, geplaatst in een geëvacueerde ballon, verkrijgt men een practisch traagheidslooze omzetting van het licht in electrische stroom.

De gevoeligheid van deze moderne fotocellen kan practisch bijv. 20 μA/lm bedragen. De maximale verlichtingssterkte, die de kathode in het bedrijf zonder blijvende schade verdraagt, is echter betrekkelijk klein, nl. slechts enkele duizendste lm/cm². Een cel van redelijke afmetingen kan men derhalve, ook wanneer er een willekeurig groote hoeveelheid licht ter beschikking staat, geen grootere fotostroom laten leveren dan ongeveer 10 μA. Meestal is de fotostroom nog heel wat kleiner doordat de in de apparatuur beschikbare hoeveelheid licht beperkt is. Het is duidelijk, dat men deze fotostroom voor de practische toepassing eerst nog zal moeten versterken [2]).

Versterking van de fotostroom

Het schema van een veel gebruikte koppeling van de fotocel aan een versterker is in *fig. 1* geteekend.

In de verkregen spanning aan de weerstand R is

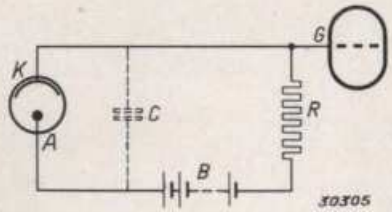


Fig. 1. Schema van de koppeling van een fotocel aan een versterker. K = fotokathode, A = anode, B = bron van de versnellende spanning, R = koppelweerstand, G = rooster van de eerste versterkerlamp, C = capaciteit van cel en toevoerdraden.

[1]) M. C. Teves, Het fotoelectrische effect en zijn toepassing in fotocellen, Philips techn. T. **2**, 13, 1937.

[2]) H. Rinia en C. Dorsman, Televisie-installatie met schijf volgens Nipkow, Philips techn. T. **2**, 72, 1937; A. L. Timmer en A. H. van Assum, Een beveiligingsinstallatie met infraroode stralen, Philips techn. T. **1**, 306, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

een geruisch aanwezig dat hoofdzakelijk te wijten is [3]):

a) aan de thermische beweging van de electronen in de weerstand R,

b) aan het feit, dat de negatieve lading door de kathode K van de fotocel niet in de vorm van een continue stroom, maar van discrete ladingshoeveelheden, de electronen, wordt geëmitteerd (hageleffect).

Het eerstgenoemde effect veroorzaakt een spanningsfluctatie, waarvan het gemiddelde kwadraat voor elk frequentiebandje van de breedte $\Delta\nu$, gegeven is door

$$\overline{V^2} = 4\,k\,T\,R\,\Delta\nu; \quad \cdots\cdots \quad (1)$$

k is de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur. Het hageleffect veroorzaakt een stroomfluctuatie, waarvan het gemiddelde kwadraat, wederom beschouwd in het frequentiebandje $\Delta\nu$, evenredig is met de gemiddelde fotostroom $\overline{I_f}$:

$$\overline{I^2} = F^2 \cdot 2\,e\,\overline{I_f}\,\Delta\nu \quad \cdots\cdots \quad (2)$$

Hierin is e de lading van het electron en F^2 de zg. ruischfactor ($F^2 < 1$), die uitdrukt, dat het hageleffect ten deele door de ruimtelading wordt opgeheven. F^2 hangt van de anodespanning der fotocel af. Het kwadraat van de totale geruischspanning aan de weerstand R wordt

$$(4\,k\,T\,R + F^2 \cdot 2\,e\,\overline{I_f}\,R^2)\,\Delta\nu.$$

Het kwadraat van de signaalspanning aan de weerstand R is $I_w^2R^2$, waarbij de effectieve fotowisselstroom gegeven is door

$$I_w^2 = \overline{(I_f - \overline{I_f})^2}.$$

Voor de verhouding van de energieën van geruisch en signaal verkrijgt men, indien de geruischbijdrage van alle door de versterker doorgelaten frequenties wordt opgeteld:

$$G \cdot \frac{4\,k\,T\,R + F^2 \cdot 2\,e\,\overline{I_f}R^2}{I_w^{\,2}\,R^2}, \quad \cdots \quad (3)$$

waarbij de evenredigheidsfactor G van de frequentiekarakteristiek van de versterker afhangt.

Is de anodespanning V_a zoo hoog gekozen, dat de fotostroom I_f zijn verzadigingswaarde heeft bereikt — dit geval is practisch het belangrijkst — dan wordt $F^2 = 1$. Door invullen van de getalwaarden voor e en k verkrijgt men, indien men $T = 300\,^\circ$K (d.i. kamertemperatuur) stelt:

$$G \cdot \frac{0{,}052 + \overline{I_f}R}{I_w^{\,2}\,R} \quad \cdots\cdots \quad (4)$$

$\overline{I_f}$ en I_w zijn hierbij in ampere, R in ohm te meten.

Voor een zuivere weergave is het van belang, de door (4) gegeven verhouding van geruisch en signaal zoo klein mogelijk te maken. Dit wordt in eerste instantie bereikt door R groot te kiezen. Aan de grootte van R wordt echter een grens gesteld, tengevolge van de capaciteit van de cel en de — veelal afgeschermde — toevoerleidingen. In fig. 1 is deze capaciteit gestippeld aangegeven. Bij een te groote waarde van R zou de RC-tijd van de kring (d.i. de laadtijd van de „condensator" C) te groot worden, waardoor een verzwakking van de hooge frequenties zou ontstaan. Practisch zal de koppelweerstand R niet grooter mogen zijn dan ongeveer 100 000 ohm in het geval van geluidsfilm, en zelfs niet grooter dan enkele duizenden ohm in het geval van televisie [2]).

De tweede term in de teller van (4) heeft bij toepassing voor de geluidsfilm meestal hoogstens de waarde 0,1. De eerste term (thermische spanningsfluctuaties) levert dan reeds een belangrijke bijdrage tot het geruisch. Vertoont de versterker zelf ook een merkbaar geruisch, dan moet men dit in rekening brengen door de weerstand R in de eerste term van de teller in (3) nog met de zg. ruischweerstand van de versterker te verhoogen. In het geval van televisie is de eerste term steeds veel grooter dan de tweede.

In het geval waar de fluctuaties buiten de cel (eerste term) overheerschen ten opzichte van die binnen de cel (hageleffect, tweede term) kan men de verhouding van geruisch tot signaal verbeteren door de fotostroom reeds *in de cel* te versterken. Zorgt men op deze wijze, dat de fotocel een anodestroom $I_a = N \cdot I_f$ levert, dan neemt weliswaar het geruisch van het hageleffect bij benadering kwadratisch met N toe [4]); de verhouding (4) wordt echter toch kleiner:

$$G \cdot \frac{0{,}052 + N^2\,\overline{I_f}\,R}{N^2\,I_w^{\,2}\,R} = G \cdot \frac{0{,}052/N^2 + \overline{I_f}\,R}{I_w^{\,2}\,R}$$

Is de eerste term van (4) groot ten opzichte van de tweede, dan neemt dus (4) omgekeerd evenredig met N^2 af. Bovendien heeft men het niet onbelangrijke voordeel, dat men voor een bepaalde uitgangsspanning met een N maal kleinere versterking achter

[3]) M. Ziegler, De oorzaken van het ruischen in versterkers, Philips techn. T. **2**, 136, 1937; De bijdrage van de versterkerbuizen tot het ruischen van versterkers, Philips techn. T. **2**, 329, 1937.

[4]) In de formule (2) worden nl. zoowel $\overline{I_f}$ als de effectieve elementaire lading e met een factor N vermenigvuldigd; in werkelijkheid is bij de later te beschrijven practische verwezenlijking van het vermenigvuldigen der fotoelectronen ook de factor N slechts statistisch bepaald, zoodat de toename van het hageleffect iets sterker wordt dan kwadratisch.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de cel kan volstaan, waardoor het gemakkelijker wordt, het brommen van de versterker voldoende zwak te maken.

Een versterking van de fotostroom *in de cel* is te bereiken, door de electronen op hun weg van kathode naar anode een vermenigvuldiging te laten ondergaan. Hiervoor staan twee methoden ter beschikking:

1) Vermenigvuldiging door secundaire emissie. Voor deze methode zijn speciaal geconstrueerde cellen noodig. Een „multiplicatorbuis", waarin van de secundaire emissie gebruik is gemaakt, is reeds eerder in dit tijdschrift beschreven [5]).
2) Vermenigvuldiging door ionisatie van een gas. Deze methode maakt geen wijziging van de bij vacuumcellen gebruikelijke constructie noodig, men vult de cel slechts met een weinig gas. Om een chemische inwerking van het gas op de fotokathode te vermijden, kiest men voor de vulling een edelgas, meestal argon.

De met gas gevulde fotocellen hebben het voordeel, dat men aanzienlijk grootere stroomen verkrijgt zonder dat de cellen constructief ingewikkelder worden dan de oorspronkelijke vacuumcellen. Een nadeel echter is, dat de fotocellen met gasvulling, in tegenstelling met de vacuumcellen, weer een zekere traagheid vertoonen. Wij willen thans nader onderzoeken, waardoor deze traagheid ontstaat en in hoeverre zij de toepassingsmogelijkheden van de gasgevulde cellen beperkt.

Mechanisme van de versterking door ionisatie

Wanneer de fotoelectronen, die door het op de kathode vallende licht zijn vrijgemaakt, voldoende versneld worden, zullen zij bij botsing met gasatomen deze kunnen ioniseeren. De versnellende spanning moet hiervoor grooter zijn dan de ionisatiespanning van het gas, die in het geval van argon 16 V bedraagt. De bij de ionisatie vrijgemaakte electronen vormen een versterking van de primaire fotostroom.

Hoeveel ionisaties zal nu een fotoelectron op zijn weg naar de anode in het argon veroorzaken? Dit aantal hangt in de eerste plaats af van de versnellende spanning V_a, verder van de configuratie der electroden en van de gasdichtheid. Het aantal ionisaties neemt toe wanneer men V_a verhoogt: is V_a grooter dan tweemaal de ionisatiespanning, dan kan het electron, dat zijn energie voor een ionisatieproces heeft verbruikt, opnieuw versneld worden en nog meer ionisaties veroorzaken. Ook het bij de eerste ionisatie vrijgekomen electron wordt versneld en veroorzaakt ionisaties, evenals ieder bij eventueel volgende ionisaties vrijkomend electron, zoodat inplaats van één primair fotoelectron een heele „electronenlawine" op de anode aankomt. Hoe grooter V_a hoe meer de lawine onderweg kan groeien. Meestal kiest men $V_a = 100$ V.

Wat de configuratie betreft, is het best bestudeerd het eenvoudige geval, waarbij in het gas twee evenwijdige vlakke electroden zijn opgesteld (bijv. op een afstand van 1 cm). De afhankelijkheid van het aantal electronen n der lawine van de gasdichtheid wordt in dit geval weergegeven door de kromme [6]) van *fig. 2*. Bij zeer lage gasdruk (kleine dichtheid)

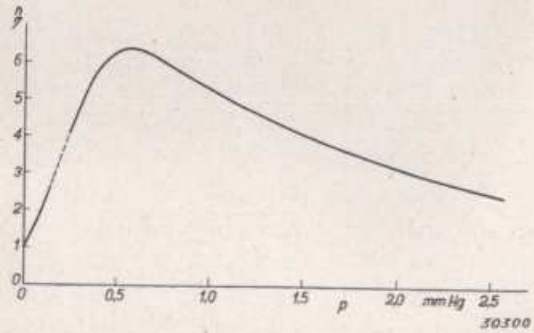


Fig. 2. Aantal electronen n van de lawine, die één fotoelectron teweegbrengt tusschen twee vlakke evenwijdige electroden, geplaatst op 1 cm afstand in argon van de druk p. De versnellende spanning is $V_a = 100$ V.

is de ionisatie gering, dus n weinig grooter dan 1, daar de electronen op hun weg weinig atomen ontmoeten. Bij toenemende druk p neemt het aantal ionisaties toe, en wel sterker dan evenredig met p, daar de nieuwe electronen, die bij de ionisatie ontstaan, op hun beurt ionisaties kunnen veroorzaken. Laat men de druk steeds grooter worden, dan wordt de weglengte van de electronen tusschen twee botsingen steeds korter. Het aantal botsingen, waarbij het electron nog niet voldoende energie voor de ionisatie van een gasatoom bezit, neemt sterk toe en daarmee ook de kans, dat de electronen hun energie in kleinere hoeveelheden, als aanslagenergie, aan de gasatomen afgeven. Aangezien de aanslagenergie voor de ionisatie verloren is, gaat de kromme in fig. 2 na het passeeren van een maximum (bij $p = 0{,}55$ mm Hg) weer dalen.

Bij de practische uitvoering van de fotocellen is de kathode meestal een deel van een cylinder, terwijl de anode uit één of meer metaaldraden of -staven bestaat. Wil men het aantal ionisaties voor deze configuratie berekenen, dan moet men rekening

[5]) J. L. H. Jonker en M. C. Teves, Technische toepassingen van de secundaire emissie, Philips techn. T. **3**, 137, 1938.

[6]) De gegevens voor het linkergedeelte der kromme zijn vermeld in: P. T. Smith, Phys. Rev. **36**, 1293, 1930; die voor het rechtergedeelte in: A. A. Kruithof en F. M. Penning, Physica **3**, 515, 1936. De twee gedeelten van de kromme zijn door de stippellijn verbonden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

houden met het feit, dat de veldsterkte tusschen kathode en anode niet overal dezelfde is. Bovendien is in dit geval de totale weglengte der electronen gemiddeld grooter dan aan de afstand kathode-anode beantwoordt. De electronen zullen nl. de anode eenige malen voorbijvliegen, alvorens zij worden opgevangen.

Tot nu toe hebben we alleen op de nieuw gevormde electronen gelet. Ook de gevormde ionen zullen een bijdrage tot de vergrooting van de electronenstroom leveren, doordat zij zich naar de kathode bewegen en daaruit weer electronen vrijmaken. Tengevolge van hun grootere massa hebben de ionen echter een veel kleinere snelheid dan de electronen, zoodat de door ionen uit de kathode bevrijde electronen met een zekere vertraging achter de primaire fotoelectronen aan zullen loopen. Hetzelfde gebeuren herhaalt zich met de nieuw gevormde electronen en de door deze gevormde ionen, zoodat er nog een tweede, derde, enz. groep electronen met steeds grootere vertraging volgt. Dit verschijnsel is de oorzaak van de traagheid der gasgevulde cellen.

De totale versterking

We willen eerst nagaan, welke vermenigvuldiging in totaal bereikt wordt, dwz. welke ladingshoeveelheid in de plaats van één fotoelectron treedt. Iedere electronenlawine, die als direct gevolg van de emissie van één electron door de kathode in het gas ontstaat, bevat n electronen. Tevens zijn in het gas $n-1$ ionen ontstaan, die zich naar de kathode bewegen. Het aantal electronen, dat per ion uit de kathode wordt vrijgemaakt, noemen we γ. De vermelde $n-1$ ionen maken dus $\gamma\,(n-1)$ electronen vrij, die in het gas wederom vermenigvuldigd worden tot $n\,\gamma\,(n-1)$. Hierbij ontstaan $\gamma\,(n-1)^2$ nieuwe ionen, die weer $\gamma^2\,(n-1)^2$ electronen uit de kathode vrijmaken, enz. Het totaal aantal electronen dat per fotoelectron door de cel vloeit is derhalve

$$N = n + n\,(n-1)\,\gamma + n\,(n-1)^2\,\gamma^2 + \cdots \quad (5)$$

N noemen we de versterkingsfactor. De som van de meetkundige reeks (5) heeft een eindige waarde, indien de reden $\gamma\,(n-1) < 1$. Dan is

$$N = \frac{n}{1-\gamma\,(n-1)} \quad \cdots\cdots \quad (6)$$

Is $\gamma\,(n-1) = 1$ dan wordt N oneindig, er treedt doorslag in de cel op. Practisch ist dit het geval als men n te groot maakt door de versnellende spanning te verhoogen. Voor een fotokathode is $\gamma = 1/3$ à $1/6$. Doorslag treedt dus op bij $n = 4$ à 7.

Het gedeelte van de electronenstroom, dat zonder tusschenkomst van ionen wordt gevormd, is n/N. Dit gedeelte vertoont practisch geen vertraging ten opzichte van het opvallende licht. In *fig. 3* is volgens verg. (6) n/N als functie van N uitgezet, voor het geval $\gamma = 0{,}2$.

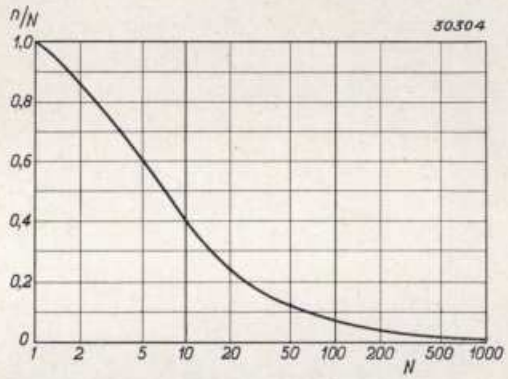


Fig. 3. De verhouding n/N van het aantal electronen per lawine tot de totale versterking als functie van de totale versterking N. Ondersteld is, dat per ion, dat de kathode treft, gemiddeld 0,2 electronen vrijkomen ($\gamma = 0{,}2$).

Invloed der ionenlooptijd

Voor het overige gedeelte $(N-n)/N$ van de stroom kunnen we een gemiddelde tijdsduur aannemen, die, ruw geschat, eenige malen grooter zal zijn dan de tijd τ_i, die een ion noodig heeft om zich van de plaats, waar het in het gas gevormd werd, naar de kathode te bewegen. Het aantal ionenlooptijden, waarna de door één fotoelectron veroorzaakte stroom tot een onschadelijke fractie (bijv. 1%) van zijn beginwaarde is gedaald, wordt bepaald door de reden $\gamma\,(n-1)$ van de reeks (5). Bij $N = 10$ en $\gamma = 0{,}2$ (zie fig. 3) wordt $\gamma\,(n-1) = 0{,}6$, dus

$$[\gamma\,(n-1)]^{10} \approx 0{,}01,$$

dwz. na 10 ionenlooptijden is de stroom practisch verdwenen. De looptijd, die van anodespanning, gasdruk en electrodenafstand afhangt, bedraagt voor een bepaald geval, dat we later nog zullen gebruiken, $3{,}5\cdot10^{-6}$ sec. De traagheid van de cel bij het omzetten van lichtwisselingen in een fotowisselstroom zal merkbaar worden, als de frequentie ν van de weer te geven trilling zoo hoog wordt, dat bijv. een minimum van de fotostroom nog de invloed van het voorafgaande maximum ondervindt, dus indien

$$\frac{1}{2}\cdot\frac{1}{\nu} \approx 10\cdot3{,}5\cdot10^{-6},$$

$$\nu \approx 15\,000 \text{ Hz}.$$

Bij grootere versterkingsfactoren N zal de traagheid reeds bij lagere frequenties merkbaar worden,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

aangezien aan een grootere N een grootere waarde van $\gamma\,(n-1)$ beantwoordt.

Met behulp van een vereenvoudigde voorstelling willen we nu de frequentiekarakteristiek van de gasgevulde fotocel berekenen.

Berekening der frequentiekarakteristiek van de gasgevulde fotocel

Laten wij een met de cirkelfrequentie ω en de modulatiediepte 100% wisselende lichthoeveelheid op de fotokathode vallen, dan verloopt de primaire fotostroom i volgens

$$i = i_0\,(1-\cos\omega t) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (7)$$

De versterking N, die de fotostroom in het gas ondergaat, kunnen we splitsen in een traagheidslooze versterking N_1 door de onderweg gevormde electronen (zooals we straks zullen zien is $N_1 < n$), en een trage versterking N_2 door tusschenkomst van de ionen, die in de tweede, derde, enz. term van de reeks (5) is uitgedrukt. Voor elk fotoelectron wordt dus zonder vertraging een lading $N_1\,e$ getransporteerd en bovendien loopt er een vertraagde stroom die geleidelijk uitsterft. Het ligt voor de hand om het verloop van deze uitstervende stroom bij benadering voor te stellen door een exponentieel dalende functie van de tijd:

$$A\,\varepsilon^{-qt}, \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (8)$$

waarin ε de basis van de natuurlijke logarithmen is en waarin q zoo gekozen moet worden, dat de afname van (8) met de tijd in overeenstemming is met de afname der termen in de reeks (5), die elkaar met tusschenpoozen van de gemiddelde ionenlooptijd τ_i opvolgen; dus

$$\varepsilon^{-q\tau_i} = \gamma\,(n-1),$$

$$q = -\frac{\ln\,\gamma\,(n-1)}{\tau_i} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (9)$$

De factor A in (8) volgt uit de voorwaarde, dat de integraal van de vertraagde stroom van $t = 0$ tot $t = \infty$ gelijk moet zijn aan de vertraagd getransporteerde lading $N_2\,e$, dus:

$$\int_0^\infty A\,\varepsilon^{-qt}\,dt = N_2\,e,$$

waaruit volgt

$$A = N_2\,e\,q.$$

N_1 en N_2 zijn dan verbonden door de voorwaarde

$$N = N_1 + N_2. \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (10)$$

De totale stroom I, die aan de fotostroom (7) beantwoordt, is volgens het bovenstaande uit twee gedeelten opgebouwd: het traagheidsloos versterkte gedeelte

$$N_1 \cdot i_0\,(1-\cos\omega t)$$

en een gedeelte, dat gevonden wordt door optelling op elk oogenblik t van alle op voorafgaande tijdstippen t' veroorzaakte stroombijdragen (8), dus

$$\int_{-\infty}^{t} i_0\,(1-\cos\omega t')\,N_2\,q\,\varepsilon^{-q(t-t')}\,dt'$$

In totaal:

$$I = N_1\,i_0\,(1-\cos\omega t) + \int_{-\infty}^{t} i_0\,(1-\cos\omega t')\,N_2\,q\,\varepsilon^{-q(t-t')}\,dt'.$$

Uitwerking hiervan levert

$$I = N\,i_0\,[1-\eta\cos\,(\omega t-\varphi)] \cdot \cdot \quad (11)$$

met $$\eta = \frac{1}{N}\sqrt{N_1^{\,2} + \frac{N_2^{\,2} + 2\,N_1\,N_2}{1+\omega^2/q^2}}. \cdot \cdot \quad (12)$$

De faseverschuiving φ interesseert ons hier niet verder [7]). Van belang is echter, dat de wisselstroom (11) niet meer de modulatiediepte 100% heeft zooals de primaire fotostroom, maar slechts een modulatiediepte η, die volgens (12) van de frequentie afhangt. Uit (12) volgt onmiddellijk, dat het „rendement" η van de versterking door ionisatie bij $\omega = 0$ de waarde 1 heeft, en bij $\omega \to \infty$ tot de waarde N_1/N nadert. N_1 is dus het gedeelte van de versterking, dat bij zeer hooge frequenties overblijft. Zet men η als functie van ω uit, dan geeft de verkregen kromme de frequentiekarakteristiek van de fotocel weer.

Voor het berekenen van η moeten N_1 en N_2 bekend zijn. Het traagheidslooze gedeelte N_1 van de totale versterking is in eerste instantie gegeven door de vroeger ingevoerde grootte n der electronenlawine, de eerste term van de meetkundige reeks (5). Bij nadere beschouwing blijkt echter, dat N_1 kleiner is dan n. We kunnen het aantal electronen n splitsen in het primaire fotoelectron en de onderweg geproduceerde electronen: $n = 1 + (n-1)$. Alleen het eerste ontstaat op de kathode, de anderen echter, telkens tegelijk met een ion, in de ruimte tusschen kathode en anode. Bij de beweging van elk dezer electronen naar de anode wordt door de stroomketen buiten de cel niet de geheele lading e vervoerd, doch slechts de influentielading $z\,e$ van het electron op de kathode. De factor z is daarbij afhankelijk van de plaats waar het electron ontstaat. Voor de reeds eerder genoemde eenvoudige

[7]) Zij zou ons wel moeten interesseeren bij toepassing van de cel voor televisie. Hiervoor zijn echter de gasgevulde cellen, zooals nog zal blijken, minder geschikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

configuraties der electroden kan z gemakkelijk berekend worden. Weet men ook op welke wijze de plaatsen van ontstaan der n—1 door een primair fotoelectron gevormde nieuwe electronen verdeeld zijn over de afstand tusschen de electroden, dan kan men de gemiddelde waarde Z van de correctiefactor berekenen. De n—1 electronen geven dus aanleiding tot een onvertraagde stroom $Z\,(n-1)e$, zoodat

$$N_1 = 1 + Z\,(n-1), \quad \cdots \quad (13)$$

waarin $Z < 1$, zoodat $N_1 < n$.

Als alle n electronen en alle bijbehoorende ionen op de anode resp. de kathode zijn aangekomen, is natuurlijk in totaal de lading $n\,e$ door de stroomkring vervoerd. Het gedeelte $(1-Z)\,(n-1)\,e$ echter, de influentielading der ionen op de anode, wordt vervoerd tijdens de beweging der ionen en moet dus bij het „trage" gedeelte N_2 der versterking worden gerekend. N_2 volgt met behulp van (13) uit (10).

Onder bepaalde vereenvoudigende onderstellingen kan men Z berekenen en vindt men voor een cel met vlakke electroden (bij $V_a = 100$ V) ongeveer $Z = 0{,}4$. Met deze waarde wordt nu N_1 uit n (of uit N) berekend. Daarna kan η uitgerekend worden, waarbij N als parameter optreedt. In *fig. 4* is η als functie van de frequentie voor twee waarden van N geteekend.

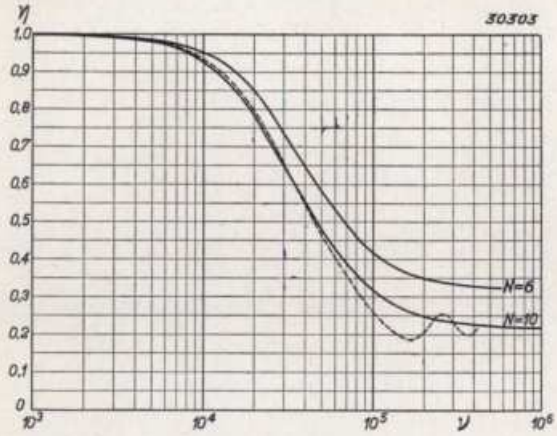


Fig. 4. Theoretisch afgeleide frequentiekarakteristieken van een gasgevulde fotocel. Ondersteld is een cel met vlakke electroden en $\gamma = 0{,}2$. Het rendement η van de versterking is als functie van de frequentie ν (in Hz) uitgezet voor twee waarden van de versterkingsfactor N: $N = 6$ en $N = 10$. De gestippelde kromme is volgens de exactere theorie van Ollendorff berekend. Voor hooge frequenties naderen beide krommen tot dezelfde grenswaarde: $N_1 = 2{,}16$ bij $N = 10$.

Uitkomsten en conclusies

De versterking N_1, die bij zeer hooge frequenties overblijft, bedraagt (met $Z = 0{,}4$) bij $n = 3{,}3$ ongeveer 1,92; d.i. in het geval $\gamma = 0{,}2$, en dus $N = 6$, ongeveer 32% van de versterking N bij lage frequenties. Bij $n = 4$, dwz. $N = 10$ bedraagt N_1 2,2, d.i. nog slechts 22% van N.

Het relatieve dalen van de versterking N_1 bij hooge frequenties wordt dus met toenemende N steeds sterker uitgesproken. De absolute waarde van N_1 neemt daarbij nog iets toe, nadert echter tot een grens van principieele aard, die onmiddellijk uit (13) afgeleid kan worden. We hebben gezien, dat n niet grooter mag zijn dan $1 + 1/\gamma$, daar anders doorslag in het gas optreedt. Uit deze maximale waarde van n volgt voor N_1 de grenswaarde $1 + 0{,}4/\gamma$, d.i. 3 in geval $\gamma = 0{,}2$.

Tengevolge van deze begrenzing van de versterking voor hooge frequenties is het voordeel van de gasgevulde fotocellen boven vacuumcellen in het geval van televisie, waar frequenties tot $3 \cdot 10^6$ Hz overgebracht moeten worden, slechts gering.

Anders is het in het gebied der acoustische frequenties, bijv. bij de geluidsfilm. Hier zijn behoorlijke versterkingen, bijv. $N = 10$, te bereiken. Wat het verloop van de karakteristiek bij de hoogste weer te geven frequenties betreft, zelfs een vrij sterke daling zou gecompenseerd kunnen worden door een geschikte karakteristiek van de versterker. In dat geval zou de correctie echter slechts voor één bepaalde kromme, dwz. voor één waarde van de versterkingsfactor N goed zijn. Een variatie van de anodespanning der fotocel zou de compensatie weer te niet doen. Ook zouden de cellen en versterkers niet meer vrijelijk uitgewisseld kunnen worden. Het is dus wel gewenscht, dat de cel een zoodanige frequentiekarakteristiek heeft, dat voor het verkrijgen van een gelijkmatige weergave van alle hoorbare frequenties geen speciale aanpassing van de versterker aan de fotocel noodig is. Hiervoor moet geëischt worden, dat de karakteristiek geen grootere variaties dan ongeveer 2 db vertoont, hetgeen beteekent, dat η bij de hoogste weer te geven frequenties niet meer dan ca. 25% mag afnemen. Uit fig. 4 blijkt, dat bij $N = 10$, de grootste versterkingsfactor, die in de practijk wordt gebruikt, nog aan deze voorwaarde is voldaan: bij $\nu < 10\,000$ Hz is de afname van η kleiner dan 7% (ca. 0,6 decibel), hetgeen bij geluidsfilm nog geheel onmerkbaar is.

De verschillende versterkingsfactoren N, waarvoor de krommen in fig. 4 geteekend zijn, kunnen worden verkregen door de gasdruk in de cel geschikte waarden te geven. Mede door de gasdruk wordt immers n bepaald (zie fig. 2) en dientengevolge ook N (zie verg. (5)). Uit fig. 2 blijkt, dat men in het algemeen eenzelfde waarde van n kan verkrijgen met twee verschillende gasdrukken, rechts en links van het maximum. Met toenemende druk neemt echter de ionenlooptijd τ_i toe en daarmee de traagheid van de fotocel. Om de traagheid zoo klein

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

mogelijk te houden, kiest men derhalve de kleinste van de twee bij de gewenschte versterking behoorende gasdrukken.

Exacte berekening der frequentiekarakteristiek

Voor de in fig. 4 onderstelde configuratie der electroden is een exacte berekening van η gegeven door Ollendorff[8]). Hierbij is dus de meetkundige reeks (5) niet door een exponentieele functie (8) vervangen. De uitkomst is een gecompliceerde functie van ν, die in fig. 4 voor $N = 10$ en $\gamma = 0{,}2$ gestippeld geteekend is. Merkwaardig is, dat de versterking als functie van de frequentie minima en maxima vertoont. Dit verschijnsel is als volgt te begrijpen. Wanneer de gemiddelde looptijd τ_i der ionen ongeveer gelijk is aan een oneven aantal halve trillingstijden, komt de overmaat ionen, gevormd bij een maximum van de belichting, juist in een der volgende minima van de belichting op de kathode aan. Dit minimum wordt dus eenigszins opgevuld door de vrijgemaakte electronen, hetgeen een vermindering van de modulatiediepte beteekent. Juist het tegengestelde treedt op, wanneer τ_i ongeveer gelijk is aan een geheel aantal trillingstijden: de ionen, gevormd bij een lichtmaximum, geven een extra versterking van een der volgende maxima, dus een vergrooting van de modulatiediepte. De theoretisch te verwachten maxima en minima in de η-kromme zijn inderdaad gevonden bij metingen, door Skellett[9]) verricht ter contrôle van de berekeningen van Ollendorff. De maxima en minima werden hierbij op de voorspelde plaatsen aangetroffen.

De overeenstemming tusschen de krommen volgens de exacte en die volgens onze vereenvoudigde berekening is goed zoolang $1/\nu$ eenige malen grooter is dan τ_i. Voor kortere tijden gaat blijkbaar het werkelijke verloop van de door ionen vervoerde stroom een rol spelen, zoodat de benadering door een exponentieele functie niet meer voldoende is. Voor $\nu \to \infty$ echter naderen de krommen volgens de exacte en de vereenvoudigde berekening tot dezelfde grenswaarde (zie (13)).

Meting van de traagheid van fotocellen

Voor het meten van de rendementsfactor η als functie van de frequentie is een lichtbron noodig, waarvan de lichtstroom met variabele frequentie sinusvormig gemoduleerd kan worden. De hiervoor veel gebruikte methode, waarbij het licht wordt onderbroken door openingen van geschikte vorm in een draaiende schijf, heeft het bezwaar, dat men niet gemakkelijk bij hooge frequenties kan meten. Daarom werd bij onze metingen de modulatie van het licht als volgt bewerkstelligd. Als lichtbron werd gekozen een gasontladingslamp van geringe traagheid (glimlamp, met geconcentreerde ontlading om een voldoende oppervlaktehelderheid te verkrijgen). De stroom door de glimlamp werd met behulp van een toongenerator gemoduleerd. Een nadeel van deze methode is, dat de modulatiediepte van het licht daarbij steeds kleiner dan 100% blijft; vooral bij hoogere frequenties neemt de modulatiediepte af. Dit is echter in ons geval geen bezwaar, daar de traagheid van de fotocel (bij niet te groote verlichtingssterkten) zoo goed als niet afhankelijk is van de modulatiediepte van het licht. De wisselstroomcomponent van de door de cel geleverde fotostroom werd versterkt en de versterkte stroom gemeten door middel van een thermokruis en een galvanometer. Voor het controleeren van de versterkte fotostroom diende een kathodestraaloscillograaf, waarmee werd geconstateerd, dat de modulatie sinusvormig was.

Bij elke frequentie werd nu de door de ionisatie bereikte versterking bepaald door de spanning op de weerstand R (fig. 1) te meten bij de anodespanning V_a (bijv. 100 V) en deze waarde te deelen door die, gevonden bij een anodespanning $V_a = 15$ V. In dit laatste geval treedt nl. geen ionisatie op, daar V_a kleiner is dan de ionisatiespanning van het argon [10]), dwz. de versterking is 1. De rendementsfactor $\eta(\nu)$ wordt dan verkregen door de gevonden versterking te deelen door die bij zeer lage frequenties (N).

Meetresultaten

Metingen aan cellen van een bij de geluidsfilm gebruikelijk type leverden de in *fig.* 5 weergegeven frequentiekarakteristieken, waar η als functie van de frequentie is uitgezet met de versterkingsfactor N als parameter, en wel voor $N = 2$, 4, 6, 10 en 15.

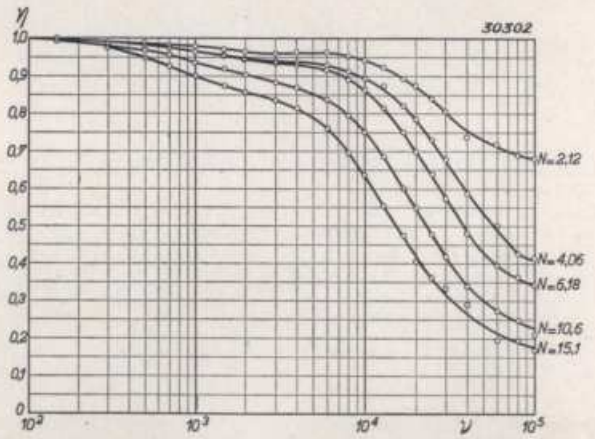


Fig. 5. Experimenteel gevonden frequentiekarakteristieken $\eta(\nu)$ van een fotocel van een bij geluidsfilm gebruikelijk type, voor eenige waarden van de versterkingsfactor N.

Hoewel de ionisatie, die de oorzaak van de in fig. 5 in beeld gebrachte traagheid is, zoowel van de gasdruk p als van de anodespanning V_a afhangt, blijkt het verloop van $\eta(\nu)$ binnen zekere grenzen

[8]) F. Ollendorff, Z. techn. Phys. **13**, 606, 1932.
[9]) A. M. Skellett, J. Appl. Phys. **9**, 631, 1938.

[10]) Bij deze wijze van rekenen is ondersteld, dat er geen andere oorzaken van traagheid aanwezig zijn, die bij de genoemde kleine waarde van V_a nog een rol zouden spelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van p en V_a niet van deze grootheden afzonderlijk af te hangen, maar reeds bepaald te zijn door de versterkingsfactor N waarin de invloed van p en V_a gecombineerd is. Voor verschillende cellen (natuurlijk met dezelfde configuratie der electroden en hetzelfde gas) vindt men dus hetzelfde verloop van $\eta(\nu)$ wanneer bij elke cel V_a zoo wordt ingesteld, dat N dezelfde waarde krijgt [11]).

Het verloop der krommen in fig. 5 komt in hoofdzaak overeen met dat van de theoretisch afgeleide krommen voor $N = 10$ en $N = 6$ in fig. 4. We zien dus de daar reeds getrokken conclusies omtrent de bruikbaarheid der gasgevulde cellen voor verschillende frequenties in groote trekken bevestigd.

Nauwkeuriger vergelijking van theorie en experiment

Om de boven ontwikkelde theorie nauwkeuriger te toetsen, zijn in *fig. 6* de gemeten en de berekende frequentiekarakteristiek van een bepaalde cel geteekend voor $N = 10$. Voor de berekening moeten de waarden van τ_i, γ en Z bekend zijn.

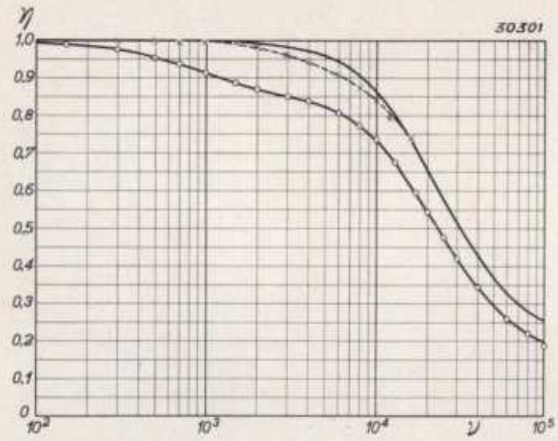


Fig. 6. Vergelijking van de berekende en de gemeten frequentiekarakteristiek (meetpunten als cirkeltjes aangegeven) van een cylindrische cel met staafvormige anode; $N = 10$, $\gamma = 1/3$. De gestippelde kromme (meetpunten als kruisjes) is gemeten bij een gasvulling met neon + 10% argon in plaats van zuiver argon.

De met argon van 0,07 mm kwikdruk gevulde cel bevatte een cylindervormige kathode van 25 mm diameter, in welker as een staafvormige anode van 1 mm diameter geplaatst was. De gemiddelde ionenlooptijd kan voor dit geval berekend worden; men vindt $\tau_i = 3{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec (een waarde, die wij boven reeds gebruikt hebben). De coëfficient γ van de in deze cel aangebrachte kathode was experimenteel bepaald: $\gamma = 1/3$. De factor Z werd op de reeds beschreven wijze berekend en bedroeg 0,48, bij $V_a = 100$ V.

Vergelijkt men de twee krommen, dan blijkt, dat de sterke daling van het rendement in beide gevallen ongeveer bij dezelfde frequentie optreedt. Echter volgt uit de gemeten kromme, dat de cel ten opzichte van de theoretisch berekende traagheid een extra traagheid bezit voor frequenties tusschen 1000 en 5000 Hz. Deze afwijking kan niet verklaard worden door onjuistheid van de voor de berekening gebruikte constanten; ook de exactere theorie van Ollendorff kan het verloop der gemeten kromme niet weergeven. De verklaring van de afwijking is te vinden in het optreden van aangeslagen atomen in metastabiele toestand. Deze metastabiele atomen kunnen, evenals de ionen, electronen uit de kathode vrijmaken, en dus een bijdrage tot de totale versterking leveren. Daar zij echter niet geladen zijn en alleen door hun onregelmatige thermische beweging de kathode bereiken, is hun looptijd vele malen grooter dan de ionenlooptijd. De electronen, die de metastabiele atomen vrijmaken, zullen dus nog veel meer vertraagd zijn ten opzichte van de primaire fotoelectronen dan de electronen, vrijgemaakt door de ionen. Deze extra late groep van electronen zal zich derhalve reeds bij lagere frequentie als traagheid van de versterking bemerkbaar maken. Door rekening te houden met de invloed der metastabiele atomen, op de wijze zooals boven bij de vereenvoudigde theorie der traagheid werd besproken, kan de theoretisch berekende kromme geheel aan de experimenteel gevonden resultaten aangepast worden.

Kwalitatief werd de gegeven verklaring bevestigd door de volgende eenvoudige proef. Een cel werd gevuld met neon + 10% argon in plaats van met zuiver argon. De metastabiele neonatomen, die in deze cel ontstaan, zullen grootendeels door botsing met argonatomen tot de normale toestand zijn teruggekeerd alvorens zij de kathode kunnen bereiken [12]). Er mag dus verwacht worden, dat hier de extra traagheid bij lagere frequenties aanzienlijk kleiner zal zijn dan in een normale met argon gevulde cel. Inderdaad gelijkt de bij deze cel gevonden rendementskromme, zooals uit fig. 6 blijkt, veel meer op de theoretische kromme dan die van de normale cel.

[11]) De ionisatie, en daarmee de traagheid, hangt voorts nog af van de lichtstroom op de cel. Ook deze invloed op de rendementskromme kan echter voor het grootste gedeelte verdisconteerd worden door bij vergrooting van de lichtstroom de anodespanning V_a zoover te verlagen dat N de oorspronkelijke waarde krijgt.

[12]) A. A. Kruithof en M. J. Druyvesteyn, Physica 4, 450, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!